OPTIQUE

1. Notion d'onde

Définition: *une onde est une perturbation périodique qui se propage dans l'espace.*

Voilà une bien mauvaise entrée en matière! Une telle définition ne peut que nous laisser sur notre faim, tellement elle est abstraite, voire absconse. Il faut donc, pour d'évidentes raisons pédagogiques, procéder autrement. Albert Schweitzer a dit: "l'exemple n'est pas la meilleure façon de faire comprendre les choses, c'est la seule".
Alors voyons des **exemples d'ondes**.

a) Vous lâchez un caillou dans l'eau calme. Que voyez-vous?

b) Vous êtes sur le lac, dans votre petit canot, tranquille, il fait un temps splendide, soleil, pas un souffle. Au large passe un gros bateau de la Compagnie. Tout va bien, mais quelques instants après son passage, les vagues qu'il a provoqué atteignent votre canot et vous vous sentez ballotté. Les vagues ont progressé du gros bateau vers votre canot, mais maintenant qu'elles vous ont atteint, quel est le mouvement du canot? Est-il dans le sens des vagues?

c) Vous parlez, vous faites un bruit, vous entendez de la musique, etc, etc; situations pour le moins banales. Mais chaque fois qu'un son est émis, l'air a été ébranlé par la source sonore et cet ébranlement, cette vibration, se propage à une vitesse voisine de 340 m/s, de la source à votre oreille ou vers un microphone ou vers nulle part, à travers l'air. Un son est une onde de pression et dépression.

d) La lumière peut être considérée comme une onde, dite électromagnétique (e.m.), en ce sens qu'elle est constituée d'un champ électrique **E** et d'un champ magnétique **B** perpendiculaires entre eux, oscillants à la fréquence de l'onde, et tous deux perpendiculaires à sa direction de propagation (voir "Compléments"), propagation qui se fait "à la vitesse de la lumière", c'est-à-dire à $c = 2{,}99792458 \cdot 10^8$ m/s exactement. Cette vitesse (dite aussi *célérité*, symbolysée par c) est celle de la lumière se propageant *dans le vide*. Elle est en effet plus faible dans la matière transparente (air, verre, eau ...). La valeur exacte mentionnée ci-dessus s'approxime par $c = 3 \cdot 10^8$ m/s (= 300 000 km/s) à moins de 0,07 % près.

Longueur d'onde, période, fréquence.

Une onde, quelle que soit sa nature, doit pouvoir être caractérisée par un certain nombre de paramètres. Nous n'évoquerons ici que les plus simples. Ils sont les mêmes pour tout type d'onde. Voir la fig. 1.

Tout d'abord **l'amplitude** A. Elle est en relation avec l'intensité de l'onde, ou en fait avec l'énergie transportée par l'onde. Le son d'un Boeing au décollage a une amplitude bien plus grande que le gazouilli d'un oiseau; la lumière du Soleil à midi a une intensité, donc une amplitude, bien plus grande que la flamme d'une bougie, etc.

Ensuite la **longueur d'onde** λ. C'est une distance (se mesure donc en m). C'est la distance entre deux maxima (ou deux minima) successifs de l'onde. C'est tout à fait visible et assez facilement mesurable pour des ondes sur l'eau. Il suffit par exemple d'y lâcher un caillou et d'observer les ondes en cercles concentriques autour du point d'impact.
Et puis **la période** T de l'onde qui est l'intervalle de temps (se mesure donc en s)

entre deux passages successifs d'un maximum (ou d'un minimum) de l'onde.

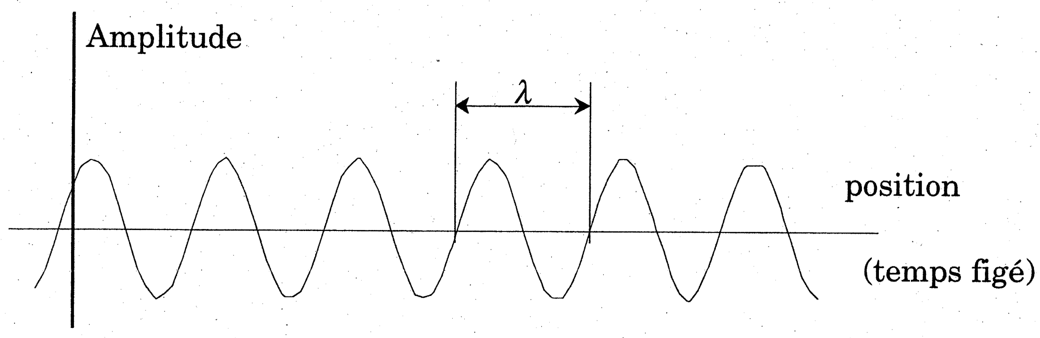
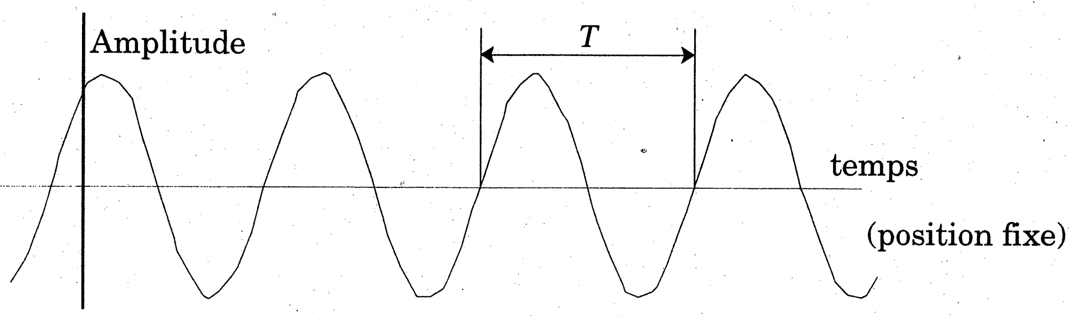


Fig. 1



En relation avec la période il y a **la fréquence** f, qui est le nombre de périodes par seconde: $f = 1/T$. Ainsi, par exemple, un mouvement qui se produit identiquement tous les centièmes de seconde a une période $T = 0{,}01$ s et une fréquence $f = 100$ Hz, le Hz (hertz) est l'unité de la fréquence, mais qui n'est autre que l'nverse d'une seconde: 1 Hz = 1 s^{-1} puisque $f = 1/T$.

Dans un milieu homogène l'onde se propage à vitesse $v = const.$ Par définition d'une vitesse comme: *distance parcourue/temps de parcours* on a que $v = \lambda/T$. Puisque $T = 1/f$ on aboutit à la relation fondamentale:

$$v = \lambda f$$ valable pour toute onde.

Exemples de calcul:

1) La lumière verte a une longueur d'onde d'env. un demi micromètre (µm), c-à-d $0{,}5 \cdot 10^{-6}$ m. Quelle est sa fréquence dans le vide?

Réponse: $c = \lambda f \Rightarrow f = c/\lambda \approx 3 \cdot 10^8 / 0{,}5 \cdot 10^{-6} \approx 6 \cdot 10^{14}$ Hz (hertz).

2) Une station de radio locale émet sa musique en modulation de fréquence (FM) à la fréquence de 101.2 MHz (pourquoi pas 101,2 ?). Quelle est la longueur d'onde de l'onde porteuse émise?

Réponse: $c = \lambda f \Rightarrow \lambda = c/f = 3 \cdot 10^8 / 1{,}012 \cdot 10^8 \approx 3$ m. La vitesse d'une onde radio, qui est aussi une onde e.m., est pratiquement la même dans l'air que dans le vide.

3) L'oreille humaine perçoit des sons dans une gamme de fréquences s'étendant d'environ 20 Hz à environ 15 kHz (20 kHz quand on est très jeune !). A quelles longueurs d'onde extrêmes cela correspond-il?

Réponse: $v = \lambda f \Rightarrow \lambda = v/f$. Pour les sons les plus bas: $\lambda = 340/20 = 17$ m. Pour les sons les plus aigus: $\lambda = 340/1{,}5 \cdot 10^4 \approx 2{,}3$ cm.

2. Loi de la réflexion

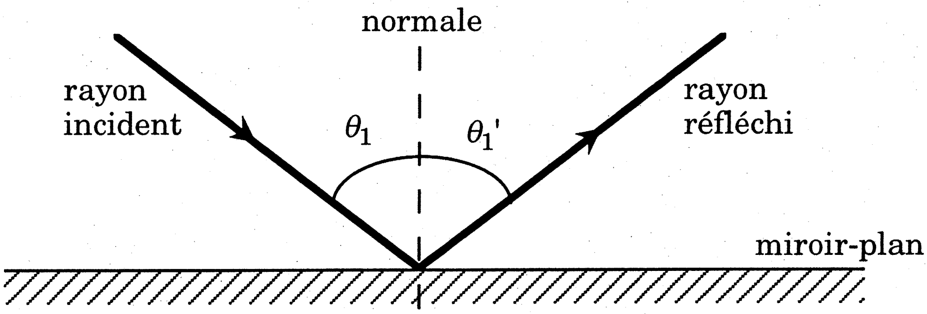
S'il est possible de VOIR un objet, c'est parce qu'il envoie de la lumière dans nos yeux. Cette lumière est soit produite par l'objet lui-même parce que c'est une lampe, une flamme, le Soleil, un ver luisant, etc., soit parce que l'objet est éclairé et qu'il **réfléchit** la lumière qu'il reçoit dans toutes les directions. C'est ce qu'on appelle la **réflexion diffuse**. C'est très banal, cela nous permet de voir le monde, les formes et les couleurs des choses.

Il y a pourtant des objets qu'on ne peut pas véritablement voir, ce sont ceux qui sont **noirs**. L'adjectif "noir" a en physique une signification bien précise: un corps est dit "noir" s'il absorbe toute la lumière, visible ou non, qu'il reçoit. Si on peut cependant repérer un objet noir, c'est uniquement par contraste, c-à-d parce que ce qui l'entoure n'est pas noir.

Un objet d'un autre type n'est pas non plus visible, c'est le miroir. On ne peut pas voir un miroir (propre), on ne voit que ce qu'il réfléchit. Ce genre de réflexion est différent de celui évoqué plus haut, la lumière tombant sur un miroir n'est pas réfléchie dans toute les directions mais dans une seule, c'est la **réflexion spéculaire** (du latin *speculum*: miroir). C'est celle qu'on va examiner, en la nommant simplement **réflexion**.

Soit donc un miroir-plan (ici horizontal) et un rayon lumineux qui lui tombe dessus, on dit un rayon *incident*. **Très important:** On définit l'orientation relative du rayon et du miroir par l'angle que forme le rayon avec **la normale** au miroir.

Fig. 2



La **loi de la réflexion** dit deux choses:

1°) Les trois demi-droites: le rayon incident, la normale au miroir et le rayon réfléchi sont dans un même plan nommé **le plan d'incidence**.

2°) L'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion: $\theta_1 = \theta_1'$.

N.B. La loi reste valable si le miroir n'est pas plan.

Dans le § 1 on a parlé de la lumière en tant qu'onde et maintenant, dans ce § 2 on parle de rayons lumineux. Qu'en est-il?

L'optique est, de façon générale, la branche de la physique qui étudie la lumière et surtout ses **interactions avec la matière**. Les problèmes sont souvent loin d'être simples mais dans certaines situations on se simplifie considérablement la vie en faisant des approximations. Dans ce cours on se limitera à ce qu'on nomme l'**optique géométrique**, pour laquelle la lumière est supposée être constituée de rayons lumineux, et non pas d'ondes. Cette vision simplificatrice nécessite que la longueur d'onde de la lumière puisse être négligée vis-à-vis des dimensions des objets avec lesquels elle interagit. Or, la longueur d'onde de la lumière visible s'étale de 0,4 μm (violet) à 0,7 μm (rouge), donc effectivement nettement plus petite que les objets communs, l'approximation est souvent raisonnable.

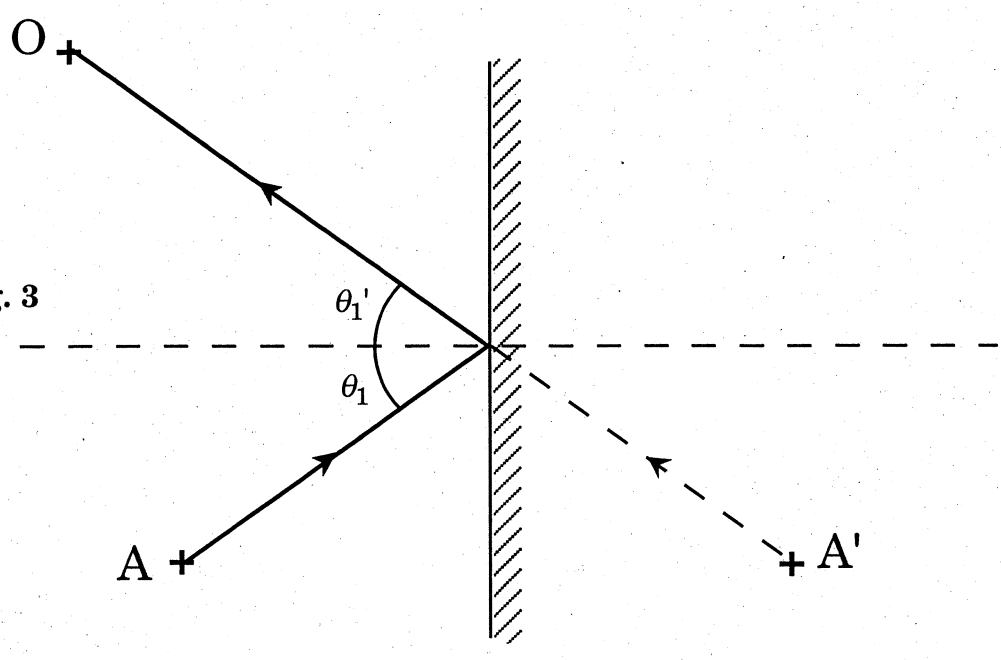
Image donnée par un miroir (plan)

Où se trouve l'image de votre tête ensommeillée lorsque vous regardez dans le miroir de votre salle de bain au saut du lit? Sur le miroir? Derrière? Ou la question n'a-t-elle pas de sens?

Elle a un sens et la réponse est très précise: l'image se trouve *derrière* le miroir: ce n'est pas absurde, une image n'est pas un objet matériel.

Soit A un objet devant le miroir, votre nez. Soit O votre oeil qui le regarde, ou plutôt qui en regarde l'image donnée par le miroir. La loi de la réflexion implique que l'image A' de A se trouve derrière le miroir, *symétriquement* à A.

Fig. 3



Expériences à faire chez soi:

a) Faites un trait sur un miroir, avec un rouge à lèvres ou un stylo feutre indélébile. Placez-vous devant le miroir, pas trop près. Remarquez que le trait et votre image ne sont pas à la même distance de vos yeux, que vous ne pouvez pas les voir tous deux nets en même temps, que vos yeux doivent accomoder pour voir net l'un *ou* l'autre. C'est bien la preuve que l'image de votre visage ne se trouve pas *sur* le miroir.

b) Placez-vous devant un miroir avec un appareil de photo dont on peut manuellement régler la distance de netteté et regardez-vous au travers de l'objectif de l'appareil. Vous constatez que le distance de netteté est le *double* de la distance qui vous sépare du miroir, ce qui montre que votre image est derrière le miroir, symétriquement par rapport à vous.

c) Prenez un miroir pas trop petit et un chat pas trop bête. Tenez le miroir verticalement sur le sol et devant le chat. Il se peut que celui-ci, voyant un autre chat, contourne le miroir et aille voir derrière. Il sera déçu.

Exercice:

Un rayon lumineux arrive sur un miroir. On tourne le miroir d'un angle α. autour d'un axe perpendiculaire au plan d'incidence. Montrer que le rayon réfléchi tourne alors d'un angle 2α.

3. Loi de la réfraction

Toute l'optique *géométrique* repose sur deux lois et seulement deux. On vient de voir la première, la plus simple de toute la physique dans son énoncé (mais pas forcément dans ses applications!). On va maintenant examiner la deuxième, à peine moins simple, mais encore plus importante en optique que la première. Elle permet d'expliquer le fonctionnement d'une foule d'instruments d'optique, du plus simple, la loupe, au plus compliqué (pas encore inventé?), en passant par l'oeil, les lunettes médicales, le microscope, la lunette terrestre ou astronomique, les caméras de tout type, etc, etc.

La réfraction vous est-elle aussi familière que l'est la réflexion dans le miroir de votre salle de bain? Presque oui. Chacun a au moins une fois mis sur son nez des lunettes médicales, les siennes pour mieux voir, ou celle d'un proche pour voir comme on voit moins bien. Une pièce de monnaie repose au fond d'un bassin plein d'eau. Vous retroussez votre manche et plongez le bras dans l'eau. Mais zut! Le bassin est plus profond qu'il ne le laissait croire et la chemise est mouillée! On trouverait bien d'autres exemples en évoquant des loupes, des jumelles ou des microscopes, mais dans tous les cas il intervient des *changements de direction* des rayons lumineux, ce qui caractérise la réfraction.

Dans tous les domaines de la physique, il apparaît toujours au moins une grandeur caractérisant la matière. C'est par exemple tout simplement la masse m en mécanique, c'est par exemple la chaleur massique c en thermique ou la résistivité en électricité. Il en est de même en optique. LA grandeur matérielle fondamentale de toute l'optique est l'**indice de réfraction**, noté n. Il est en relation directe avec la vitesse de propagation de la lumière dans la substance transparente. Soit v cette vitesse et c la vitesse *dans le vide*. L'indice n de la substance se définit alors par:

$$n = c/v$$

C'est dans le vide que la vitesse de la lumière est la plus grande (contrairement à ce que croyait Newton, nobody is perfect), donc $c > v$ et $n > 1$.

Quelques valeurs de n extraites du *Formulaire* (pages 182-183):

n(air) = 1,0003 donc pratiquement la même valeur que le vide; n(eau) ≈ 1,33 ; n(verre): entre 1,5 et 1,9 selon la qualité; n(diamant) ≈ 2,42. La plupart des substances transparentes solides ou liquides ont un indice n compris entre 1,3 et 1,7; le diamant fait exception, son indice particulièrement élevé lui confère ses célèbres et inimitables propriétés qui sont une manifestation de la réfraction.

En fait n dépend (un peu) de la longueur d'onde, autrement dit de la **couleur** de la lumière. C'est pourquoi votre *Formulaire* précise à quelle longueur d'onde les valeurs sont données. Ce phénomène de dépendance $n = f(\lambda)$ s'appelle la **dispersion** de la lumière, il sera examiné sous peu mais disons déjà qu'il explique, entre autres, un très beau spectacle naturel: l'arc-en-ciel.

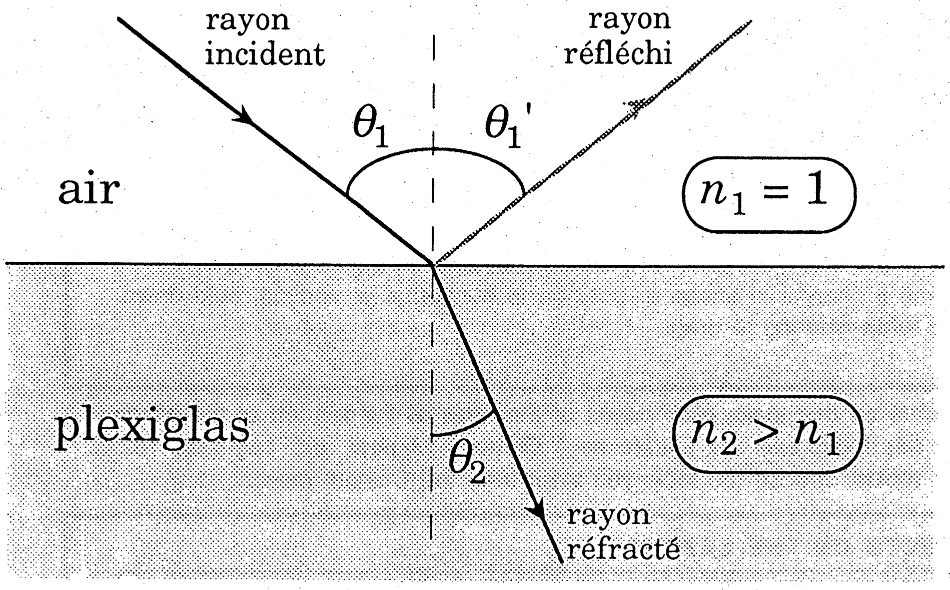
Venons-en à la loi de la réfraction. Il y a plusieurs façons de l'établir. Nous choisissons ici la méthode expérimentale: on fait des mesures d'angles et on essaie d'interpréter intelligemment ces mesures. La fig. 4 montre schématiquement la procédure: on envoie un rayon lumineux depuis l'air sur la surface plane, lisse et polie d'un morceau de plexiglas, substance plastique incolore et bien transparente. Faisons varier θ_1 et mesurons l'angle θ_2 du rayon réfracté.

On ne va pas redécouvrir la loi, cela a été fait dans la première partie du $17^{\text{ème}}$ siècle par deux savants et de façon indépendantes. Le premier, un batave nommé Snell et le second, le philosophe et mathématicien français René Descartes. Si bien que les anglophones ou germanophones parlent de la *loi de Snell* pour la loi de la réfraction alors que les francophones évoquent plutôt la *loi de Descartes*. D'autres disent, en bon compromis, la *loi de Snell-Descartes*. Bref, quelle est cette loi ?

La voici: $$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2$$ **Loi de la réfraction**

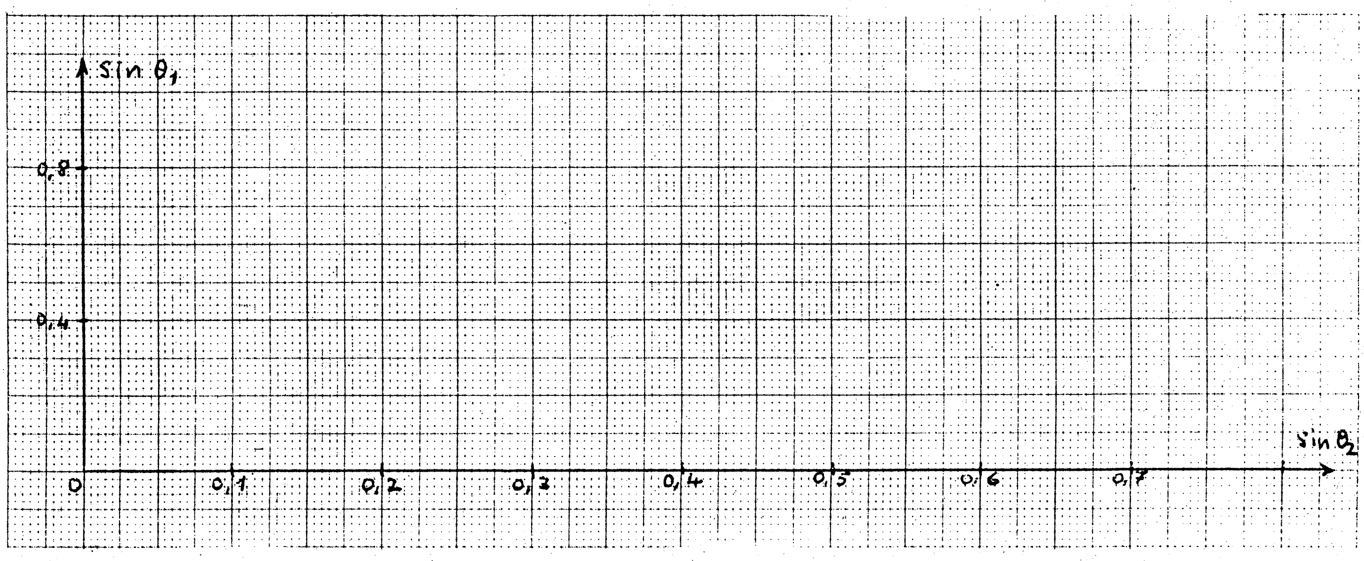
Souvenons-nous que le sinus est une fonction monotone croissante de l'angle si il est compris entre –90° et +90°, donc si l'angle augmente, son sinus fait de même. Dans la loi il apparaît le produit de l'indice n et du sinus de l'angle dans le milieu ayant cet indice. **Ce produit ne change pas** alors que la direction du rayon change, c'est cela la loi. Cela veut dire, entre autre, que plus l'indice est élevé plus l'angle sera faible, donc proche de la normale.

Fig. 4



θ_1 (deg)	0	10	20	30	40	50	60	70	80
θ_2 (deg)									
$\sin\theta_1$	0	0,174	0,342	0,500	0,643	0,766	0,866	0,940	0,985
$\sin\theta_2$									

Les mesures étant faites, on les reporte sur un graphique. La forme de la loi suggère de reporter $\sin\theta_1$ en fonction de $\sin\theta_2$. Ainsi le coefficient de $\sin\theta_2$ se retrouve dans la *pente* de la droite espérée (il faut *absolument* savoir ce que représente la pente d'une droite). Et ce coefficient, c'est l'indice n_2 du plexiglas car n_1 vaut 1.



On mesure proprement cette pente en prenant deux points de la droite; l'un étant l'origine et l'autre, *sur la droite* moyennant la ligne de points, doit être très éloigné du premier, on augmente ainsi la précision. Le résultat est:

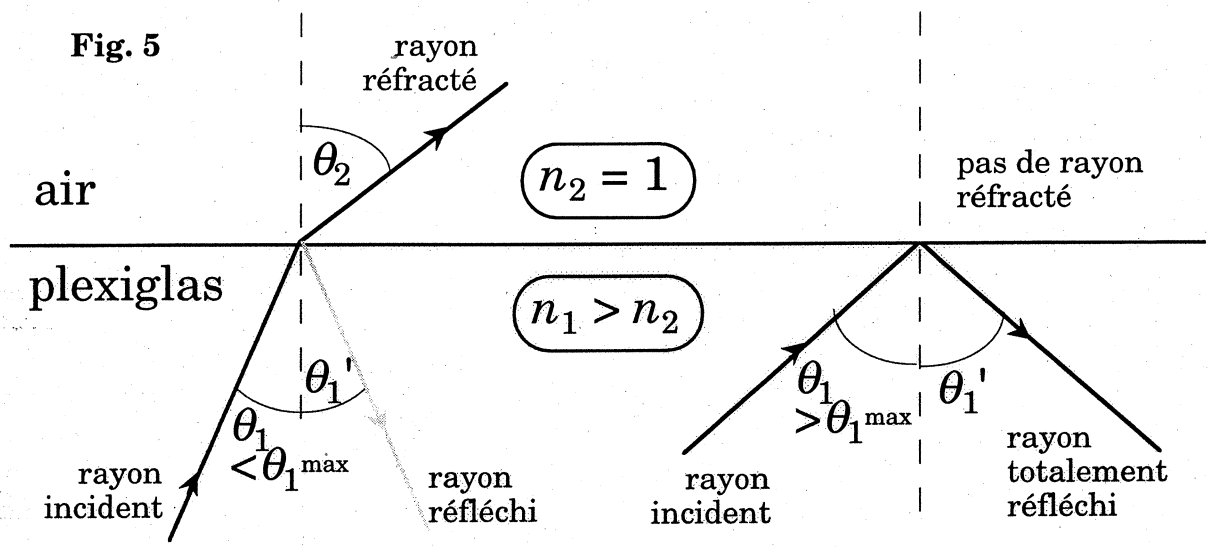
pente = $n_2 = n$(plexi) = ... Est-ce compatible avec ce qu'indique le *Formulaire* ?

On sait bien que la fonction sinus atteint un maximum, valant 1, pour un angle de 90° ($+2k\pi$, mais peu importe ici). Dans la situation ci-dessus où $n_2 > n_1$, la loi de la refraction montre que $\sin\theta_2 = n_1/n_2\ \sin\theta_1$; autrement dit, il existe un angle $\theta_{2\max}$ tel que $\sin\theta_{2\max} = n_1/n_2$ si $\sin\theta_1 = 1$, c-à-d si $\theta_1 = 90°$. Examinons-en les conséquences.

Réflexion totale

Retournons le problème et envoyons un rayon depuis le plexiglas. Les indices (1) et (2) se rapportant respectivement, comme pour la fig. 4, au milieu du rayon incident et au milieu du rayon réfracté; mais maintenant $n_1 > n_2$.

Fig. 5



L'angle θ_2 ne peut manifestement pas dépasser 90°; il y a donc un angle θ_1 maximum du rayon incident tel que $\sin\theta_2 = 1$. Appliquant dans ce cas limite la loi de la réfraction, on a que: $\sin\theta_1^{\max} = n_2/n_1$. Pour le plexiglas dont l'indice a été mesuré plus haut, on calcule: $\theta_1^{\max}$(calc.) = ... On mesure d'autre part cet angle: $\theta_1^{\max}$(mes.) = ... Au delà de $\theta_1^{\max}$ c'est la **réflexion totale**, il n'y a plus de rayon réfracté, donc se propageant dans le deuxième milieu, ici l'air.

Applications de la réflexion totale

1°) Le prisme

De façon générale, un prisme est en optique un morceau de matière très transparente, souvent du verre de bonne qualité, parfois du quartz, pour laisser passer aussi l'UV, parfois du plexiglas. Sa forme est prismatique, évidemment, à base souvent triangulaire (fig. 6a). Dans ce § on examinera à quoi sert un prisme pour dévier, faire changer de direction les rayons lumineux ou pour les inverser (fig. 6b et d) de diverses manières grâce à la réflexion totale. Dans un § ultérieur on examinera le rôle du prisme pour décomposer la lumière dans ses diverses couleurs, ce sera la **dispersion**.

Examinons le prisme isocèle, rectangle sur la fig. 6b.

Fig. 6a

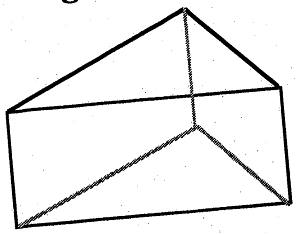
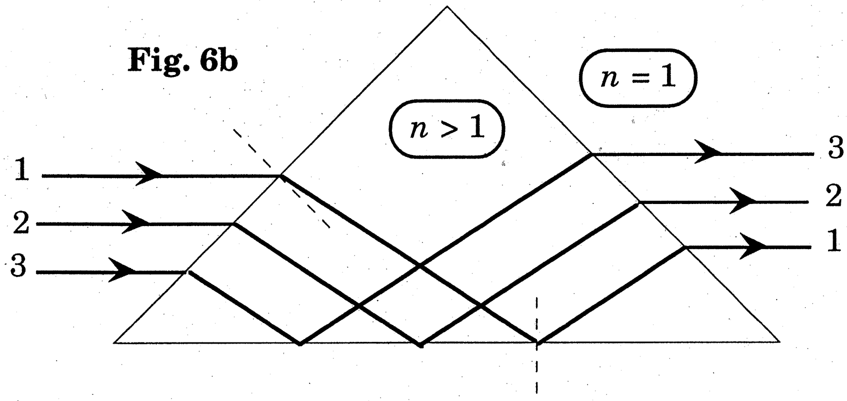


Fig. 6b



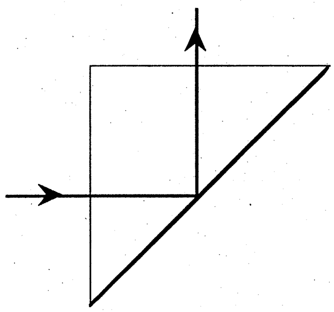


Fig. 6c

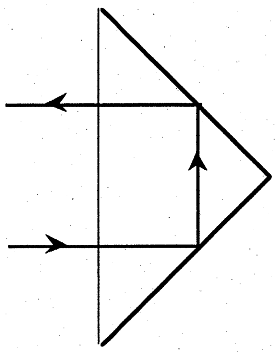


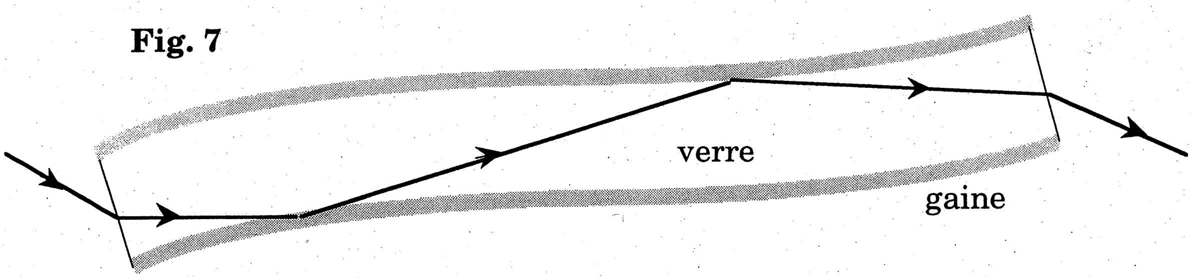
Fig. 6d

Il peut servir à retourner des images; on voit en effet que grâce à la réflexion totale sur la face inférieure du prisme, l'ordre des rayons est inversé (fig. 6b). Notons qu'il n'est pas indispensable que le triangle isocèle soit rectangle pour inverser l'ordre des rayons, il suffit que l'angle au sommet soit suffisant. On trouve plusieurs prismes de ce genre, surtout celui de la fig.6d, dans les longues-vues ou les jumelles.

2°) La fibre optique

Cela consiste en un très long fil (plusieurs km) très fin (une fraction de mm) en verre extrêmement transparent. A l'une des extrémités on injecte de la lumière et on la recueille presque intégralement à l'autre. La technique de fabrication de telles fibres est difficile mais maintenant bien maitrisée. L'enjeu en est la prolifération des télécommunications. Sur cette lumière injectée dans la fibre est en effet "greffée" de l'information: des centaines de milliers de conversations téléphoniques simultanées, des images TV - souvent débiles -, des gigabits informatiques, etc. Les avantages incomparables de la fibre optique sur le câble de cuivre sont de plusieurs types: l'encombrement et le poids, des kilos pour la fibre contre des tonnes pour le câble; la quantité d'information transportables: des milliers de fois plus qu'avec les câbles de cuivre grâce à la fréquence beaucoup plus élevée de la lumière, même infra-rouge, que celle de l'onde électrique dans le câble; finalement l'atténuation: la fibre est si transparente que le signal transmis par l'onde e.m. s'affaiblit moins par km dans une fibre que dans le métal.

Fig. 7



Tout cela est possible *grâce la réflexion totale* : la lumière injectée dans le verre de la fibre y est "piégée" parce l'indice de réfraction du verre est plus grand que celui de la gaine. Le verre n'est pas une substance très élastique, pourtant, puisque la fibre est très mince et très longue, il est possible de la plier quelque peu, de l'enrouler, de la déformer sans que l'angle critique qui détruirait la réflexion totale (et peut-être casserait la fibre) soit atteint.

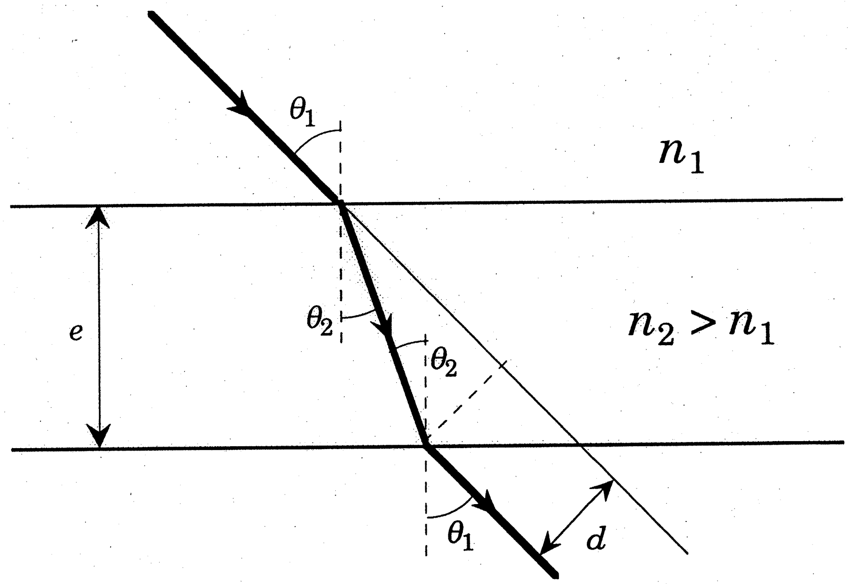
Cette brève présentation et la fig. 7 sont très schématiques; la structure d'une fibre optique et la façon dont varie son indice de réfraction du centre jusqu'à la gaine est un peu plus subtile pour les fibres modernes, mais le principe demeure.

La lame à faces parallèles

Une lame à faces parallèles, c'est par exemple une plaque de verre; plus généralement, c'est un morceau de matière transparente dont deux surfaces sont planes et parallèles. Considérons une telle lame d'épaisseur e et d'indice n_2 dans un milieu d'indice $n_1 < n_2$; examinons le parcours d'un rayon incident sur la lame.

Il est souhaitable ici de faire une approximation en ne considérant que des angles petits; cela permet de poser $\sin\theta \approx \theta$ (alors en rad), ce qui simplifie considérablement les calculs, mais **il faut alors à tout prix se souvenir que le résultat obtenu n'est valable que dans l'hypothèse faite**, c-à-d celle de petits angles.

Fig. 8



Pour une évidente question de lisibilité du dessin, les angles de la figure ne sont pas aussi petits que le prévoit l'approximation évoquée, mais le principe subsiste. Ce principe, comme on le voit, est celui du déplacement parallèle d du rayon incident. Calculons ce déplacement:

On l'a dit, pour de petits angles: $\sin\theta \approx \theta$, et même: $\cos\theta \approx 1$. La réfraction s'écrit alors tout simplement: $n_1\,\theta_1 \approx n_2\,\theta_2$.

Un examen attentif de la figure permet de voir que:

$\sin(\theta_1 - \theta_2) = \dfrac{d}{e/\cos\theta_2}$, ce qu'on écrit: $\theta_1 - \theta_2 \quad \dfrac{d}{e}$, c'-à-d: $\theta_1 - \dfrac{n_1}{n_2}\theta_1 \quad \dfrac{d}{e}$

Finalement: $d \approx \theta_1 e \left(1 - \dfrac{n_1}{n_2}\right)$ pour θ_1 petit.

Remarque: poser $\cos\theta_2 = 1$ est correct à 1 % près si θ_2 n'excède pas 8°. Pour un milieu d'indice $n_2 \approx 1{,}5$ cela correspond à $\theta_1 \approx 12°$.

4. La dispersion

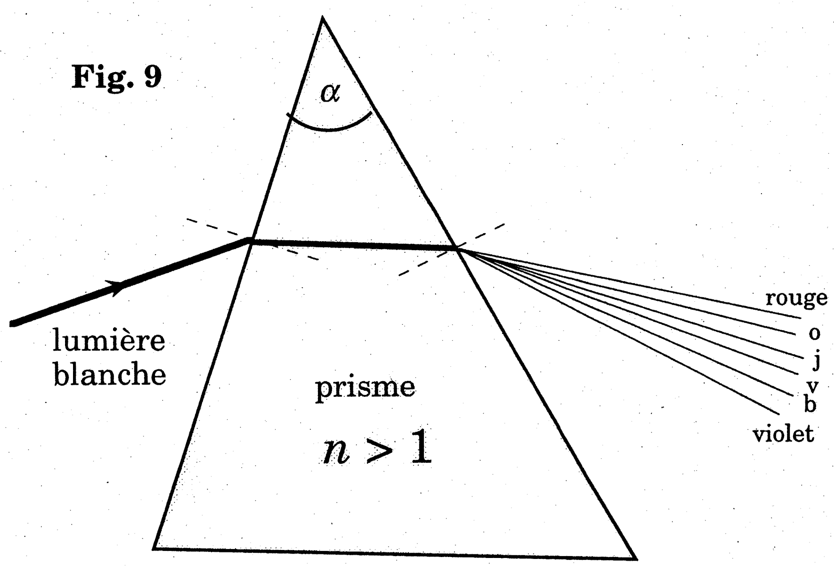
Le blanc n'est pas une couleur - le noir non plus d'ailleurs, c'en est l'absence - le blanc est la superposition, la composition de *toutes* les couleurs fondamentales. C'est Newton le premier (encore lui) qui l'a montré valablement. Pour comprendre la dispersion (et admirer le phénomène car un arc-en-ciel, c'est très beau) il faut savoir que de façon générale l'indice de réfraction n'est pas vraiment une valeur unique pour une substance donnée. Il dépend quelque peu de la couleur de la lumière, autrement dit de la longueur d'onde λ : $n = f(\lambda)$ et cette fonction est décroissante pour les substances transparentes à la lumière visible (dispersion dite **normale**).

On appelle **spectre** de la lumière la distribution en longueurs d'onde de cette lumière; ce spectre s'étend d'environ 0,4 µm pour le violet à environ 0,7 µm pour le rouge. Pour $\lambda < 0{,}4$ µm c'est l'ultra-violet (UV) et pour $\lambda > 0{,}7$ µm c'est l'infrarouge (IR). Entre 0,4 et 0,7 µm il y a l'étalement de toutes les couleurs fondamentales, celles de l'arc-en-ciel, justement. Dans l'ordre croissant de longueur d'onde: violet-bleu-vert-jaune-orangé-rouge (certains prétendent que l'arc-en-ciel a sept couleurs !?).

Expérience essentielle: Prenons un prisme d'indice n. Il est dans l'air d'indice 1.

Un rayon de lumière blanche tombe sur une face du prisme et subit une première réfraction. La deuxième se produit lorsque le rayon ressort du prisme. Plaçant un écran pour recueillir cette lumière on voit les diverses couleurs ainsi dispersées du spectre visible.
Sur la fig. ci-contre on n'a pas représenté la dispersion qui se produit à la première réfraction, à l'intérieur du prisme.

Fig. 9



On observe ainsi que le rayon est d'autant plus dévié que sa longueur d'onde est courte. Simplifions la situation en ne considérant que la sortie du rayon dispersé dans l'air, le rayon incident étant blanc dans le milieu $n > 1$:

L'angle θ_1 est fixe. La loi de la réfraction donne: $n \sin\theta_1 = \sin\theta_2$. Comme n décroit si la longueur d'onde croit (dispersion dite **normale**), il en est de même de $\sin\theta_2$. Le rouge est donc moins dévié que le violet qui a une longueur d'onde plus faible.

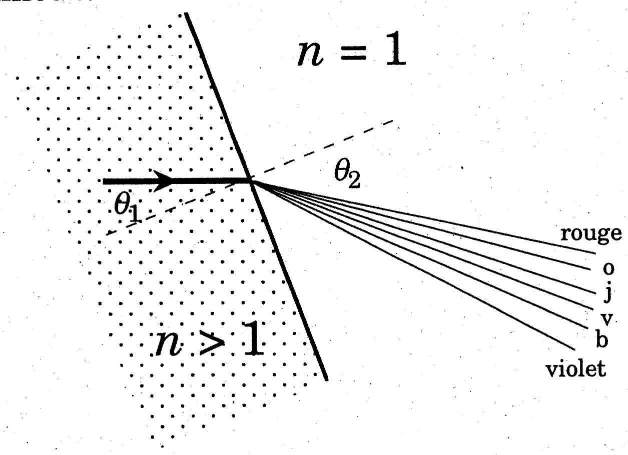


Fig. 10

Quelques exemples de valeurs d'indices pour les couleurs visibles extrêmes:

	n(rouge)	n(violet)	$\Delta n / n$
verre normal	1,504	1,519	0,010
verre flint	1,612	1,661	0,030
eau	1,331	1,334	0,008

Comme on le voit, le verre dit *flint* est particulièrement dispersif, le $\Delta n / n$ atteint 3%. Il est utilisé pour la fabrication de prismes dans les appareils destinés à analyser la lumière, les spectrographes, énormément utilisés en chimie et en astrophysique lorsqu'on veut connaître la composition chimique des choses (yoghourts ou étoiles).

La dispersion du verre normal n'est que de 1%, ce qui est faible mais déjà très gênant dans les instruments d'optique utilisant des lentilles (microscopes, jumelles, etc) parce cela provoque une *irisation* non souhaitable des images observées, c-à-d que les diverses couleurs de l'objet qu'on observe avec l'instrument ne sont pas nettes simultanément. On pallie à cet inconvénient en combinant astucieusement plusieurs lentilles de différents types de verres pour neutraliser la dispersion. Une telle combinaison de plusieurs lentilles ainsi accollées donne une lentille *achromatique*.

Le pouvoir dispersif de l'eau est encore plus faible: 0,8%, mais c'est pourtant cette dispersion qui provoque **l'arc-en-ciel**. On le sait, un tel spectacle se produit plutôt en fin de journée, après un orage. Le soleil revenu est alors à l'ouest et l'arc-en-ciel s'observe à l'est. Il faut que cette région-là du ciel soit chargée de condensation, de très petites gouttelettes *sphériques* d'eau en suspension dans l'air (pourquoi beaucoup de gens croient qu'une goutte n'est pas sphérique, alors qu'ils n'en ont jamais vraiment regardé en train de tomber ? Une goutte *est* sphérique, elle ne l'est pas lorsqu'elle est encore accrochée au robinet mal fermé). Les rayons de lumière blanche du soleil subissent réfraction et réflexion à l'intérieur de chaque gouttelette, la réfraction provoquant la dispersion. L'arc lui-même est un effet collectif de l'ensemble des gouttelettes, les intensités de lumière émise par les gouttelettes s'additionnant.

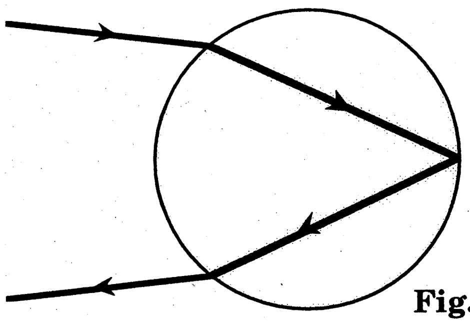


Fig. 11a

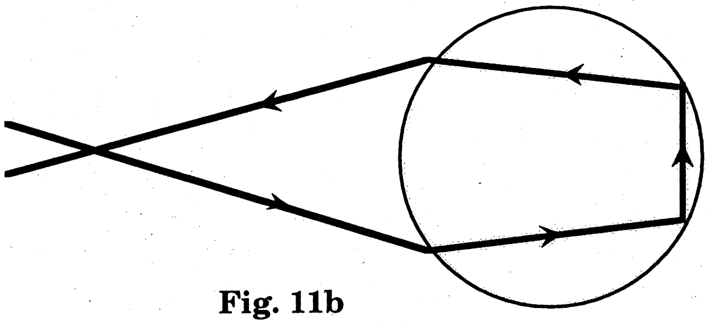


Fig. 11b

Examinons le parcours d'un rayon de soleil dans la goutte. Il y a une première réfraction puis une réflexion à l'intérieur; elle n'est pas totale, une partie de la lumière s'échappe à droite (non représenté), finalement une deuxième réfraction à la sortie et le rayon ressort dispersé. C'est la situation de la fig. 11a. Mais il peut y avoir deux réflexions internes (fig. 11b), donnant un deuxième arc, concentrique au premier, placé au dessus et d'intensité nettement plus faible à cause des pertes lors des deux réflexions. En regardant bien, et si les conditions sont bonnes, on observera que l'ordre des couleurs est inversé par rapport au premier arc pour lequel le rouge est le plus au centre.

5. Les lentilles

Elles interviennent dans tout système optique destiné à améliorer le pouvoir visuel de l'oeil humain.

L'acuité visuelle de l'oeil sain, dit emmétrope, est de pouvoir distinguer deux objets dont la séparation angulaire est d'au moins d'une minute d'arc (1' = 1/60 degré), et cela dans de bonnes conditions d'éclairage. On parle du **pouvoir de séparation** de l'oeil. Au moyen d'une lunette (terrestre ou astronomique), d'un télescope, d'un microscope ou simplement d'une loupe, on augmente le pouvoir de séparation: deux points séparés de moins de 1' d'arc, donc plus rapprochés, pourront, au moyen d'un tel instrument, être distingués, donc vus séparément.

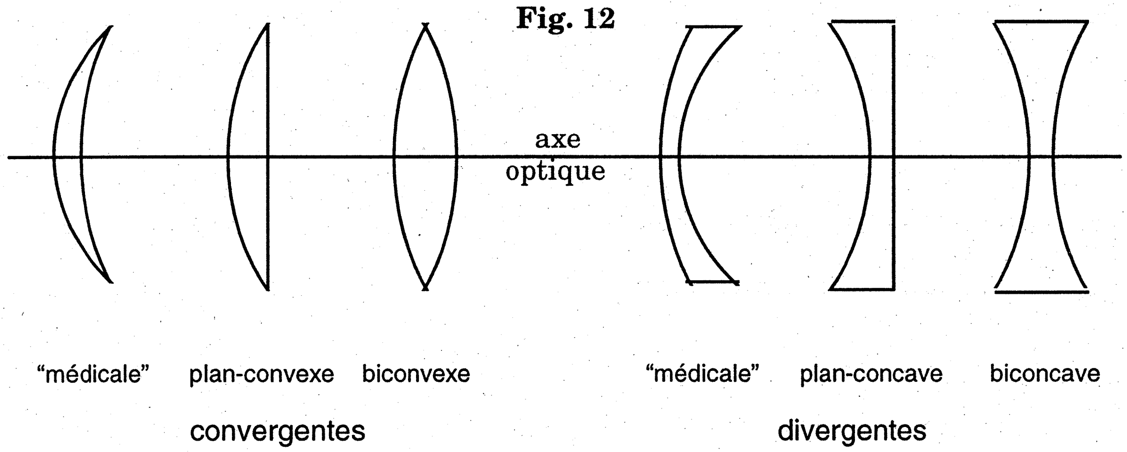
Pratiquement tous les instruments d'optique contiennent une ou plusieurs **lentilles**, dont elles sont les éléments essentiels.

Une lentille est très généralement un morceau de verre plein, non coloré - éventuellement de quartz pour être transparent dans l'UV - et possédant une symétrie de révolution autour d'un axe qui est **l'axe optique**, perpendiculaire au plan de la lentille.

Une lentille possède deux faces, le plus souvent de **courbure sphérique**.

On n'étudiera que les lentilles dites **minces**, c-à-d celles dont le diamètre est nettement plus grand que l'épaisseur.

Fig. 12



Foyer F et distance focale f d'une lentille convergente biconvexe.

Remarques:
a) Le tracé des rayons est le même pour les autres types de lentilles convergentes, **quel que soit leur sens**.
b) Le tracé des rayons à l'intérieur de la lentille sur la figure ci-contre n'est pas très rigoureux.

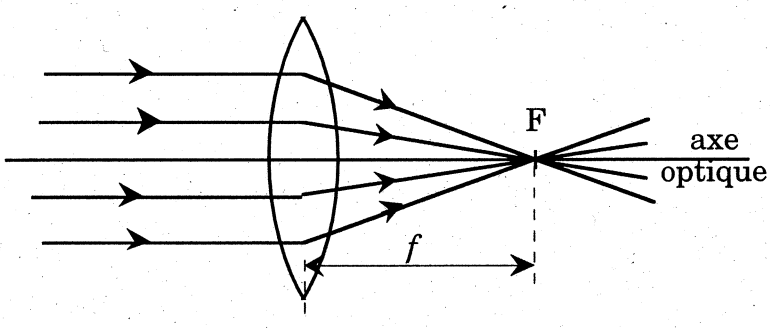


Fig. 13

La caractéristique essentielle d'une lentille est sa **distance focale f**, qui se mesure en mètre (ou en cm). Cette distance est comptée **positive** pour une lentille **convergente** et **négative** pour une lentille **divergente**. Ajoutons qu'elle est infinie pour une lame à faces parallèles, c-à-d pour une lentille dont les deux faces seraient planes, ce qui ne serait plus vraiment une lentille.

Si des rayons lumineux parallèles entre eux et parallèles à l'axe optique arrivent sur une lentille convergente, alors à la sortie de celle-ci, ils iront tous converger en un point: le **foyer F** de la lentille (Fig. 13). La distance focale *f* n'est autre que la distance entre le centre de la lentille et le foyer F.

La détermination rapide, quoique grossière de la distance focale d'une lentille convergente est très simple. Il suffit d'avoir un objet lumineux, un paysage en plein jour fait souvent l'affaire. Les rayons qui en viennent sont pratiquement parallèles puisque le paysage est à grande distance. On place alors la lentille entre ce paysage et une surface blanche, l'écran. En variant la distance lentille-écran on doit voir apparaître l'image de l'objet, inversée. La distance focale de la lentille est alors simplement la distance lentille-écran au maximum de netteté de l'image. Si la lentille n'est pas achromatique on verra en plus de l'irisation (voir 4. La dispersion).

Si ces mêmes rayons parallèles tombent sur une lentille **divergente**, ils ne vont naturellement pas converger après la lentille mais diverger. Ils sembleront tous provenir d'un point situé avant la lentille, on l'appelle aussi foyer F et la distance focale *f* est la distance entre F et le centre de la lentille. **La distance focale d'une lentille divergente est cette fois comptée négativement**.

Foyer F et distance focale *f* d'une lentille divergente biconcave.

Remarques:
a) Le tracé des rayons est le même pour les autres types de lentilles divergentes, **quel que soit le sens de la lentille**.
b) Le tracé des rayons à l'intérieur de la lentille sur la figure ci-contre n'est pas très rigoureux (voir fig. 19).

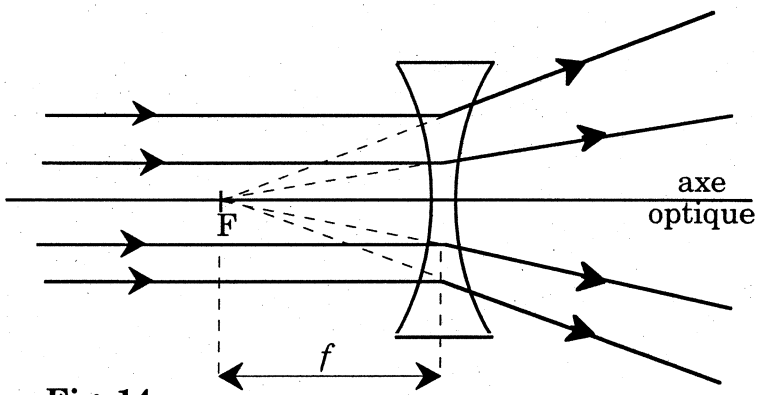


Fig. 14

Lorsque des rayons parallèles entre eux mais non parallèles à l'axe optique arrivent sur une lentille convergente, ils ne vont pas converger sur le foyer mais quelque part dans le **plan focal**, plan parallèle au plan de la lentille et contenant le foyer F:

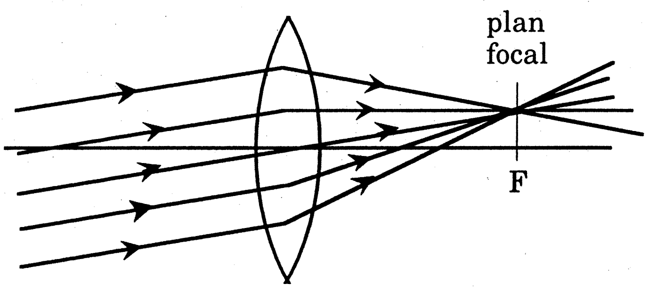


Fig. 15a

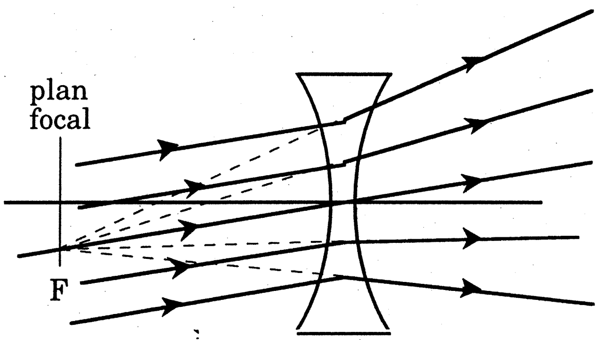


Fig. 15b

Il n'y a pas de façon simple et rapide de déterminer la distance focale d'une lentille divergente comme on l'a montré plus haut pour une lentille convergente. La méthode est d'accoller la lentille divergente à une lentille convergente de distance focale connue et de façon à ce que l'ensemble soit encore convergent. On procède alors comme s'il s'agissait d'une seule lentille convergente. On expliquera plus loin comment associer les distances focales de deux ou plusieurs lentilles accolées.

Dans les deux constructions de la fig. 15, on a utilisé le fait que le rayon passant par le centre de la lentille, quelle qu'elle soit, pourvu qu'elle soit *mince*, n'est pratiquement dévié. Cela permet de trouver immédiatement le point de convergence (ou de divergence) dans le plan focal. On en donnera une explication sous peu.

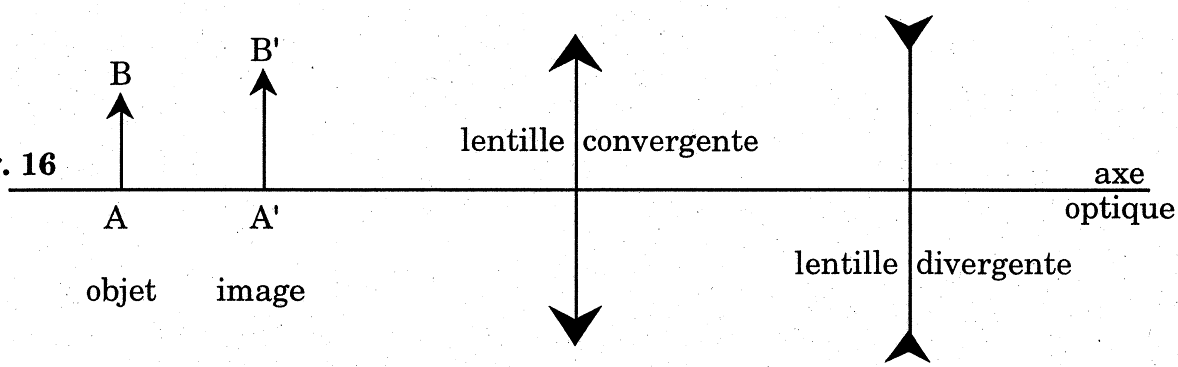
6. Construction d'images

La plupart des humains de la planète sont allés au moins une fois au cinéma. Ils y ont vu des **images** (souvent nettes) sur un **écran**. Ces images sont produite par le projecteur dans la cabine de l'opérateur. Dans le projecteur il y a **l'objet**, le film, éclairé par derrière par une puissante lampe. La lumière ayant passé partiellement à travers le film passe ensuite à travers **l'objectif** du projecteur qui est schématiquement une **lentille** convergente.

Pour bien comprendre la formation d'images par des lentilles il est utile de savoir qu'il y a plusieurs "acteurs":
- l'objet à voir (le film dans le projecteur, par ex.);
- les rayons lumineux;
- la (ou les) lentilles déviant convenablement ces rayons;
- l'image vue.

D'autre part on a besoin d'un *symbolisme* et de *conventions*, cela facilite grandement le travail en évitant de se poser des questions inutiles. Le symbole de **l'objet** est une simple flèche verticale (mais pas un vecteur!) dont l'origine A est sur l'axe optique. **L'image** de cet objet sera alors aussi une flèche verticale dont l'origine A' sera naturellement aussi sur l'axe optique. L'image complète de l'objet sera alors simplement fournie par celle d'*un seul point*, l'extrémité de la flèche (point B).

Fig. 16



Ce point de **l'objet** émet des rayons lumineux dans toutes les directions, soit parce qu'il est lumineux par lui-même (source directe: lampe, flamme, étoile, etc), soit par ce qu'il réfléchit de façon diffuse la lumière qui l'éclaire (source indirecte); c'est le cas de presque tout les objets, vivants ou non, qui nous entourent.

Parmi l'infinité de rayons émis par ce point B, seuls deux (1) et (2) sont nécessaires pour en trouver l'image B'. Un troisième (3) pourra être dessiné pour contrôle.

C'est la fig. 17, mais auparavant, nous avons besoin de:

Notations et conventions (vraiment très importantes)

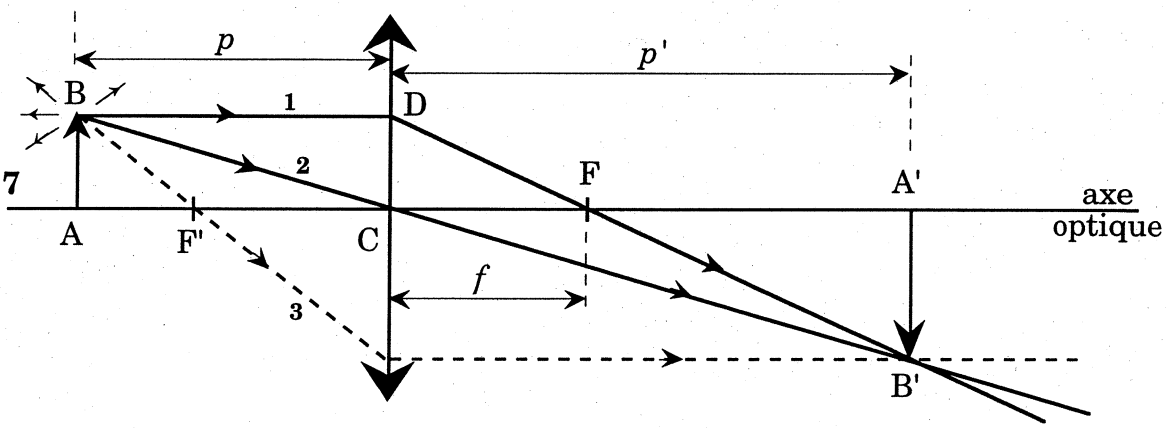
- On note p la distance objet-lentille;
- On note p' la distance lentille-image.
- Comme la distance focale f, ces deux distances peuvent être des deux signes.

- On placera toujours **l'objet à gauche de la lentille**; de cette façon les **rayons vont de gauche à droite** et la convention est de prendre alors $p > 0$. Si jamais l'objet est à droite de la lentille, les rayons allant toujours de gauche à droite, p sera < 0. Ce cas peut se produire lorsqu'il y a plus qu'une lentille dans le système optique.

- Si l'image est à droite de la lentille, comme sur la fig. 17, alors p' est compté > 0; si elle est à sa gauche, alors $p' < 0$.

Examinons maintenant attentivement cette fig. 17:

Fig. 17



Tracé des rayons :

- Parmi tous les rayons émis par B, le rayon (1) est choisi parce qu'il est parallèle à l'axe optique et, comme on l'a vu dans la définition du foyer d'une lentille, il passera donc tout à fait précisément par ce foyer F (pour une lentille parfaite).

- Le rayon (2) est choisi parce qu'il passe par le centre de la lentille, et ce faisant, n'est pas dévié; on peut en effet considérer celle-ci comme une lame à faces parallèles au voisinage de son centre; or, une telle lame ne provoque, on l'a vu, qu'un déplacement parallèle du rayon; mais la lentille est mince, par conséquent ce déplacement est faible et on le néglige, cela d'autant plus qu'il est implicitement supposé que tous les rayons considérés dans cette optique des lentilles minces sont *paraxiaux*, c'est-à-dire près de l'axe optique, ne faisant qu'un angle θ assez faible avec cet axe. On pourrait pousser plus loin la théorie des lentilles pour voir qu'il s'agit toujours de faire implicitement l'approximation $\sin\theta \approx \theta$.

- Le troisième rayon (3) est tracé pour contrôle. En fait, on peut naturellement aussi le choisir pour trouver le point-image B' ; il faut donc en choisir deux parmi les trois. Ce troisième rayon émis par le point-objet B passe par le foyer F' symétrique de F. Dans ce cas, il sera réfracté par la lentille de façon à devenir parallèle à l'axe optique. Notons bien qu'une lentille possède deux foyers: F et F', symétriques par rapport au plan de la lentille; en effet, si on retourne la lentille, la réfraction qu'elle provoque est la même, quelle que soit sa forme, symétrique ou non. Ce n'est pas exactement vrai pour une lentille plan-convexe par exemple, mais on se contentera de cette approximation.

Il est évident qu'on souhaite avoir une **image nette**. Sur la fig. 17, elle l'est au point B', à la distance p' de la lentille; c'est là qu'on placerait un écran pour voir cette image de manière nette. Placer l'écran plus près ou plus loin de la lentille donnerait aussi une image, mais floue car les rayons issus du point B donneraient plusieurs points-image différents. La netteté est au point de convergence (= intersection) des rayons.

Considérons des **triangles semblables** obtenus par le tracé des rayons (1) et (2):

1°) Δ(ABC) et Δ(A'B'C); cela permet la proportion:

$$-\frac{A'B'}{AB}=\frac{p'}{p}\ ;\ \text{on écrit: } \frac{p'}{p}=-\gamma \quad \text{où } \gamma \text{ est le grandissement}$$

le signe (–) parce que p et p' sont ici > 0 et que l'image est inversée, c-à-d A'B' < 0. Cette formule signifie que le rapport des grandeurs image/objet est le même que le rapport de leur distance à la lentille.

2°) Δ(CDF) et Δ(A'B'F); cela permet la proportion:

$$-\frac{A'B'}{CD}=\frac{A'F}{CF} \iff -\frac{A'B'}{AB}=\frac{p'-f}{f}\ ,\ \text{or : } -\frac{A'B'}{AB}=\frac{p'}{p}\ ,\ \text{donc : } \frac{p'-f}{f}=\frac{p'}{p}\ ,\ \text{d'où :}$$

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}$$

ce qu'on appelle la **formule des lentilles minces**. Il en sera fait beaucoup usage.

Définitions:

- On appelle **objet réel** (OR) tout objet **émettant des rayons divergents**. C'est l'objet AB de la fig. 17; c'est un lapin, une fleur, une diapositive dans un projecteur, vous ...

- On appelle **image réelle** (IR) toute image **formée par des rayons convergents**. Une telle image peut être recueillie sur un **écran**. C'est l'image A'B' de la fig. 17

- On appelle **objet virtuel** (OV) tout objet **émettant des rayons convergents**. Cela peut se produire lorsqu'on a un système optique comprenant plusieurs lentilles, l'image donnée par l'une devenant objet pour la suivante.

- On appelle **image virtuelle** (IV) toute image **formée par des rayons divergents**. Elle n'est pas recueillable sur un écran mais elle peut être vue directement, l'oeil se chargeant de la transformer en image réelle sur sa rétine. Ce n'est pas rare, comme on devrait le voir incessamment.

Exercice pour se familiariser avec ces constructions d'images:

a) Sur une feuille quadrillée, se donner une lentille convergente de distance focale $f \approx 2{,}5$ cm et un objet réel. Construire soigneusement l'image de l'objet dans tous les cas typiques, c-à-d : 1°) $p > 2f$; 2°) $p = 2f$; 3°) $2f > p > f$; 4°) $p = f$; 5°) $p < f$. Ce dernier cas est intéressant car il donne une *image virtuelle*. Il y a donc 5 dessins à faire.

b) Mesurant les grandeurs f, p, p', AB et A'B', vérifier la formule des lentilles en calculant p', comparer avec la valeur mesurée. Voir le signe de p' pour le dernier cas.

Remarque:

A la page 13 on a indiqué une façon simple pour déterminer la distance focale d'une lentille convergente. La méthode est facile à justifier au moyen de la formule des lentilles: $1/f = 1/p + 1/p'$. En effet, l'objet (le paysage) étant "à l'infini", alors $1/p \approx 0$ => $1/f \approx 1/p'$, par conséquent la distance lentille-écran $p' \approx f$.

7. La relation: focale - indice - courbures

Cette relation porte le nom de: *lens-maker's formula*, la formule des fabricants de lentilles. Elle est utile aux verriers-opticiens pour déterminer la courbure à donner aux faces d'une lentille à polir de façon à lui conférer une distance focale adéquate, étant donné une qualité de verre d'indice n.

On l'a dit, les faces d'une lentille sont des calottes sphériques, l'une des deux pouvant être plane. La courbure d'une face se définit naturellement par le rayon R de la sphère; ce rayon est infini pour une face plane. (Notons qu'en géométrie on appelle *courbure* C l'inverse du rayon de courbure: $C = 1/R$; un plan a ainsi une courbure nulle).

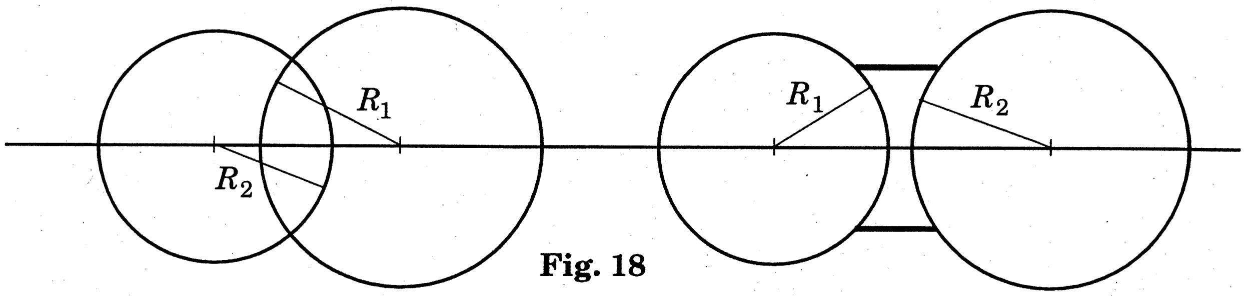


Fig. 18

Les rayons de courbure des faces d'une lentille ont un signe + ou –. Voyons cela: L'une des conventions de l'optique géométrique est, on le répète, que les rayons lumineux se propagent *de gauche à droite*. Ainsi lorsque un rayon rencontre une face convexe, c'est-à-dire comme ceci: ($R > 0$, le rayon de cette face est compté positivement, et évidemment, si la face rencontrée est ainsi:) alors $R < 0$.

Comme le montrent les figures 18 et 19, la 1ère face d'une **lentille biconvexe** a un $R > 0$, alors que la 2ème a un $R < 0$ pour le sens de parcours du rayon lumineux.

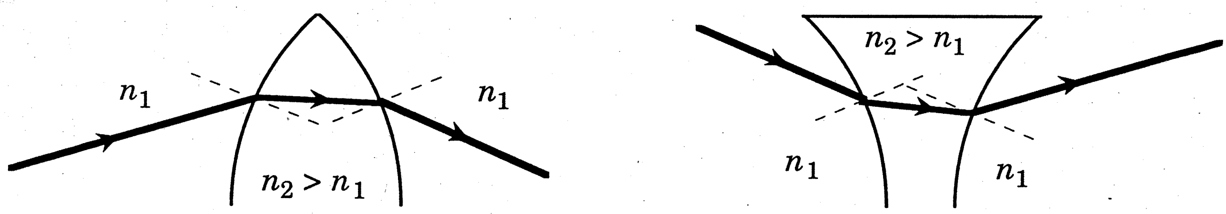


Fig. 19 : Complément aux fig. 13 et 14: le parcours du rayon réfracté dans une lentille montré plus rigoureusement.

Le pouvoir de convergence (ou de divergence) d'une lentille est d'autant plus grand que sa distance focale f est courte (en valeur absolue). La question à laquelle on va répondre est : de quoi dépend f ? Et comment en dépend-elle ?

La réponse à la première question est simple: la distance focale est fonction de l'indice de réfraction n de la matière dont elle est faite (et du milieu dans lequel elle se trouve) et des rayons de courbure de ses deux faces.

Répondre à la deuxième question est expliciter cette fonction $f(n,R_1,R_2)$. Il y a plusieurs façons de procéder pour y parvenir; la méthode traditionnelle est de considérer la lentille comme un prisme d'angle variable (fig. 19), de faire passablement de géométrie, de trigonométrie et d'approximations. Nous choisissons ici une façon plus intuitive, moins rigoureuse mais moins abstraite.

Commençons par un **cas particulier** simple, on généralisera ensuite. Considérons donc d'abord une **lentille convergente plan-convexe**, d'indice n_2, dans l'air d'indice $n_1 = 1$. Le rayon de courbure de sa face non plane est R. Plus R est petit, plus la lentille est bombée, plus son pouvoir de déviation des rayons sera grand et plus sa distance focale sera courte. Il est alors raisonnable de poser que :

$$f \propto R \qquad (*)$$

l'expérience confirmera (ou infirmera? Non!) cette hypothèse.

Vient ensuite l'influence de n_2. Il est juste de penser que plus la valeur de l'indice est élevée, plus les rayons seront réfractés, donc plus la distance focale sera courte; mais il est par contre faux de penser qu'alors f est inversément proportionnel à n_2: **on n'a pas** $1/f \propto n_2$. En effet, pour $n_2 = 2$ par exemple, on aurait une distance focale deux fois plus petite que pour $n_2 = 1$, ce qui est manifestement faux puisque pour $n_2 = 1$, il n'y a plus de lentille, il n'y a que de l'air. En fait, c'est la *différence* d'indices entre la lentille et l'air qui intervient, c'est-à-dire $(n_2 - 1)$. Ainsi :

$$1/f \propto (n_2 - 1) \qquad (**)$$

alors si $n_2 = 1 \Rightarrow 1/f = 0 \Rightarrow$ distance focale infinie, c'est correct.

Groupant (*) et (**) on obtient:

$$\frac{1}{f} = (n_2 - 1)\frac{1}{R} \quad \text{pour une lentille plan-convexe dans l'air.}$$

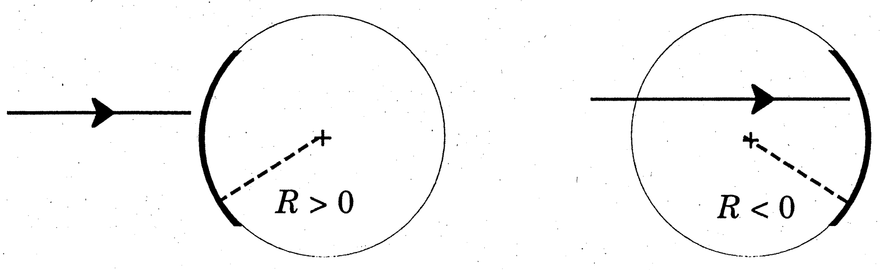
Il faut remarquer qu'on n'a pas gardé le signe de proportionnalité mais tout de suite posé l'égalité; c'est tout simplement parce que les unités de part et d'autre du signe "=" sont les mêmes, un facteur de proportionnalité est inutile.

Généralisation:

1°) Prenons le cas d'une lentille **biconvexe symétrique**, les rayons de courbure des faces sont donc les mêmes. On peut la considérer comme deux lentilles plan-convexe accollées et on mesure que sa distance focale est deux fois plus courte qu'une seule lentille plan-convexe. On écrit tout naturellement:

$$\frac{1}{f} = (n_2 - 1)\frac{2}{R} \quad \text{pour une lentille biconvexe symétrique dans l'air.}$$

2°) **Convention**: les rayons vont toujours *de gauche à droite* et ils traversent les deux faces de la lentille. Le signe attribué au rayon de courbure de la face est *positif* si la face est *convexe* et *négatif* si elle est *concave*, dans le sens de progression du rayon:



La lentille biconvexe symétrique évoquée ci-dessus a donc une 1ère face de rayon $R_1 = R > 0$ et une 2ème face de rayon $R_2 = -R < 0$. Pour que sa distance focale soit de $f = R/2(n-1)$, il faut que la formule soit:

$$\frac{1}{f} = (n - 1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) \quad \text{avec le signe "moins" entre les } 1/R$$

Exemple de calcul: quelle est la distance focale d'une lentille biconvexe d'indice $n_2 = 1{,}7$ se trouvant dans l'air et dont les faces ont des rayons de courbures de $R_1 = 20$ cm et de $R_2 = -40$ cm ? **Réponse**:

$$\frac{1}{f} = (n_2 - 1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) = (1{,}7 - 1)\left(\frac{1}{20} - \frac{1}{-40}\right) = 0{,}7\left(\frac{1}{20} + \frac{1}{40}\right) \Rightarrow f \approx 19\,\text{cm}.$$

4°) Finissons de généraliser en considérant qu'une lentille mince baigne dans un milieu qui n'est pas forcément l'air; ce milieu a un indice n_1, la lentille elle-même étant d'une matière d'indice n_2. Comme on l'a vu, c'est la *différence* des indices qui intervient: $(n_2 - n_1)$; en fait, c'est plutôt la différence relative: $(n_2 - n_1)/n_1$, qu'on écrit :

$(n_2/n_1 - 1)$, où n_2/n_1 est l'*indice relatif* de la lentille dans son milieu. Finalement :

$$\frac{1}{f}=\left(\frac{n_2}{n_1}-1\right)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right) \qquad \textit{lens maker's formula}$$

valable pour les lentilles *minces*.

Question : Soit une lentille qui est convergente dans l'air; elle est faite d'une matière transparente d'indice n_2. Est-il possible de la rendre divergente ?

Réponse : Peut-être que oui si on trouve un liquide d'indice $n_1 > n_2$ dans lequel baignerait la lentille. Dans ce cas, $n_2/n_1 < 1 \Rightarrow (n_2/n_1 - 1) < 0$, de même alors que f.

8. Applications

8.1. L'oeil et ses défauts

Un objet réel émet des rayons divergents ou pratiquement parallèles s'il est très éloigné. VOIR cet objet signifie en avoir une image réelle nette sur la **rétine** qui est **l'écran** de l'oeil. Cette image ne peut être rendue réelle que par un système optique convergent, rôle joué par l'humeur aqueuse ayant la courbure de la cornée **et** par le cristallin (fig. 20).

n(humeur aqueuse) = 1,336

n(cristallin) = 1,437

n(humeur vitrée) = 1,339

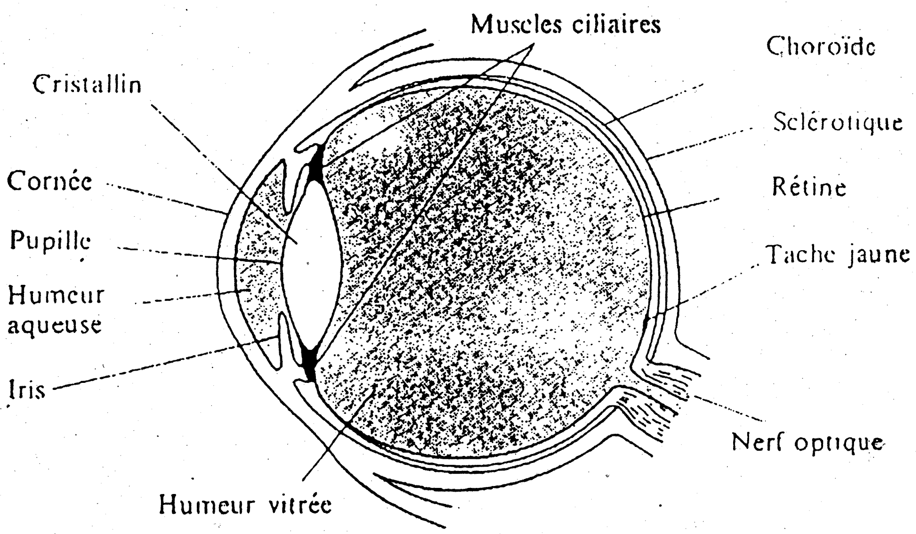


Fig. 20

Le **cristallin** apparait comme une lentille convergente; il doit alors avoir un indice supérieur à celui du milieu dans lequel il baigne, c'est bien le cas: 1,437 contre 1,34 environ pour les deux humeurs de part et d'autre. Le cristallin a cette particularité étonnante d'avoir une **distance focale variable**. Cette prouesse est possible grâce à la matière molle mais pourtant transparente qui le constitue, et par des petits muscles qui modifient la courbure de ses faces et provoquent **l'accomodation**. Accomoder signifie pour l'oeil, règler la distance focale du cristallin de façon à voir net successivement - et pas simultanément - des objets situés aussi bien à l'infini qu'à 20 cm. Plus l'objet réel est rapproché de l'oeil, plus les rayons qu'il émet sont divergents et plus le cristallin doit être bombé pour raccourcir sa focale. Lorsque l'oeil (sain) est au repos, les muscles ciliaires sont détendus, le cristallin est dans sa forme la moins bombée et la vision est nette pour des objets très éloignés. Plus l'objet a regarder est proche, plus le cristallin se bombe automatiquement. La limite de proximité se déplace vers les grandes distances avec l'âge (presbytie).

Presbytie

L'âge venant, les bras se raccourcissent, dit-on en plaisantant. L'individu vieillissant doit porter de plus en plus loin son journal pour pouvoir le lire, jusqu'à la limite d'extension de ses bras et de son acuité visuelle, qui peut être par ailleurs parfaite pour les objets éloignés. La raison en est l'efficacité moindre des muscles ciliaires permettant l'accomodation: le cristallin ne peut plus être assez convergent et l'oeil ne peut voir net que des objets émettant des rayons pas trop divergents, donc pas trop rapprochés. Le remède est de porter des verres correcteurs convergents.

Fig. 21. L'oeil presbyte. Le cristallin n'est plus assez convergent pour voir distinctement les objets rapprochés. Nécessité de porter des verres correcteurs convergents.

Hypermétropie

Les hypermétropes de tout âge doivent aussi porter des verres correcteurs convergents, mais la raison est quelque peu différente. Les muscles ciliaires sont en principe efficaces mais cela ne suffit pas, les rayons lumineux trop divergents vont converger au delà de la rétine soit parce que la cornée n'est pas assez bombée soit parce que l'oeil est trop court! L'hypermétrope ne voit pas net des objets trop rapprochés mais il peut aller au cinéma sans ses lunettes.

Fig. 22. L'oeil hypermétrope. La cornée n'est pas assez bombée ou l'oeil est trop court pour voir distinctement les objets rapprochés. La convergence des rayons ayant lieu au delà de la rétine, il y a nécessité de porter des verres correcteurs convergents.

Myopie

C'est le défaut inverse de l'hypermétropie, il est très fréquent et apparaît souvent dès l'enfance.

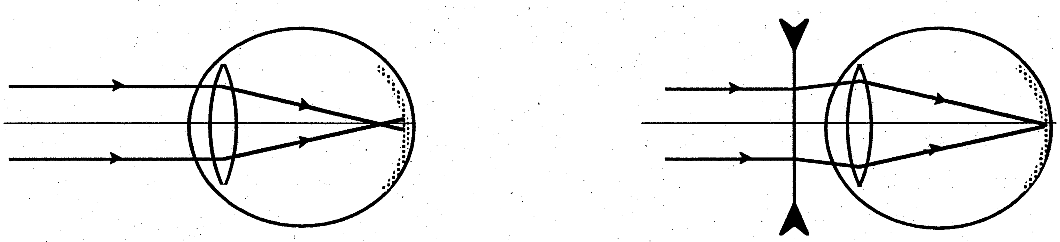


Fig. 23. L'oeil myope. La cornée est trop bombée ou l'oeil est trop long pour voir distinctement les objets éloignés. La convergence des rayons ayant lieu avant la rétine, il y a nécessité de porter des verres correcteurs divergents.

L'oeil d'une personne myope est soit trop long, soit la cornée est trop bombée donc trop convergente. Le remède est de porter des verres correcteurs divergents pour que les rayons lumineux viennent converger sur la rétine et non plus au delà, derrière. Le myope peut lire son journal sans ses lunettes, à condition de l'approcher suffisamment mais il est par contre très handicapé s'il les oublie pour aller au cinéma.

Astigmatisme

Défaut fréquent aussi, il peut apparaître seul ou en association avec ceux précédemment mentionnés. Jusqu'ici on n'a évoqué que des lentilles sphériques mais ce n'est qu'un cas particulier simple. Il se peut que la cornée, voire le cristallin, n'ait pas cette symétrie de révolution autour de l'axe optique, en d'autres termes le rayon de courbure de la cornée n'est pas le même dans toutes les directions. Pour corriger ce défaut il faut donc des verres correcteurs qui sont des lentilles non sphériques mais souvent *toriques*, c-à-d que les rayons de courbure d'une face ont des valeurs différentes dans deux directions perpendiculaires. Le défaut est facile à corriger avec des lunettes, qui gardent toujours la même orientation en étant posées sur le nez, c'est un peu moins facile avec des lentilles de contact.

8.2. L'appareil photographique

Son principe est très semblable à celui de l'oeil. Les sujets à photographier sont des objets réels et une faible fraction de la lumière qu'ils émettent passe au travers de **l'objectif**. Celui-ci est très schématiquement une lentille convergente qui va produire une image réelle sur la pellicule pendant le temps d'ouverture du diaphragme.

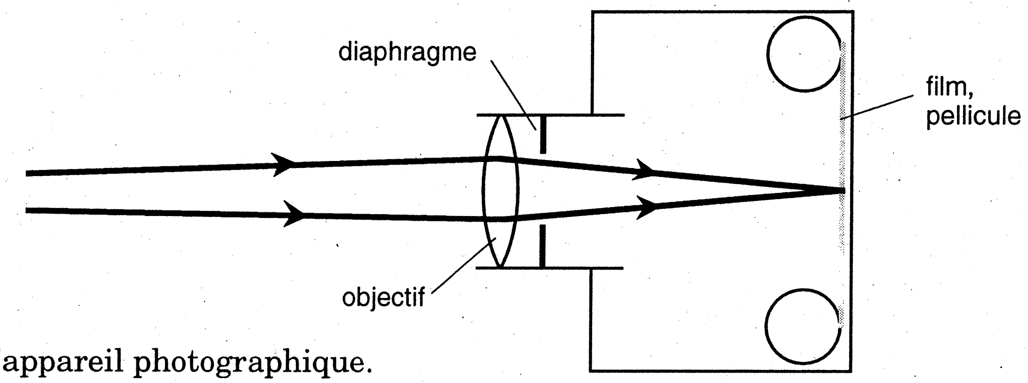


Fig. 24. L'appareil photographique.

Plusieurs **réglages** sont nécessaires pour obtenir une photo convenable. Ils se font manuellement ou automatiquement selon les modèles et selon les goûts du photographe. Il y a d'abord évidemment la **mise au point** : l'objectif ayant une distance focale f fixe (zoom mis à part), il faut le déplacer par rapport au film pour varier p' et avoir ainsi une image nette sur le film en accord avec la loi des lentilles et la distance p de l'objet à photographier. Il y a ensuite deux réglages qui se font conjointement: la **vitesse d'obturation** et l'**ouverture du diaphragme**. On comprend que plus le diaphragme est ouvert, plus son temps d'ouverture pourra être bref pour ainsi avoir des images non floues (bougé) de sujets mobiles. Mais! C'est ici qu'il faudrait dépasser la simple théorie des lentilles minces exposée dans ce cours. On l'a mentionné, cette théorie repose sur l'approximation des rayons paraxiaux, c-à-d ceux dont l'angle avec l'axe optique est faible, de façon à pouvoir confondre l'angle et son sinus. Or, plus le diaphragme est ouvert, moins cette approximation est valable; la photo sera d'autant plus nette que l'image sur le film sera formée par des rayons passant *près du centre* de l'objectif. Ainsi, en réduisant le diamètre d'ouverture par la fermeture progressive du diaphragme, on augmente la netteté et on augmente aussi la *profondeur de champ*, c-à-d la plage de distances objets-objectif p pour laquelle l'image sera correctement nette. Il y a un compromis à trouver: on ferme le diaphragme et on augmente la netteté mais alors on perd de l'intensité lumineuse et il faut alors augmenter le temps d'exposition. Les indications figurant sur l'appareil pour l'ouverture du diaphagme sont en échelle de la racine du diamètre: ...16 - 11 - 8 - 5.6 - 4

- 2.8 - 2 - … car l'intensité de lumière traversant l'objectif va bien sûr comme le carré de son diamètre d puisqu'elle est proportionnelle à la surface ouverte $\pi(d/2)^2$. Chaque cran dans la fermeture du diaphragme diminue le diamètre d'ouverture de l'objectif de racine de 2 et donc la quantité de lumière d'un facteur 2. Pour maintenir la même quantité de lumière, donc la même luminosité de l'exposition, il faut alors augmenter la vitesse d'obturation d'un facteur 2. Sur 16 le diaphragme est très fermé, sur 2 il est passablement ouvert, il reçoit $2^6 = 64$ fois plus de lumière.

Un objectif d'appareil comporte un certain nombre d'indications qui, si on sait les lire, renseignent sur ses performances. Exemple: l'objectif d'un appareil réflex haut de gamme comporte les indications: **55mm, F1.7**. Cela veut dire que sa focale est de 55 mm et que son diamètre à l'ouverture maximum du diaphragme est de 55/1,7 ≈ 32 mm. Il est particulièrement performant car on peut le fermer considérablement et ainsi n'avoir que des rayons paraxiaux mais tout de même avoir assez de lumière pour un temps d'exposition pas excessif. Autre exemple: **135mm, F2.5**. Il s'agit d'un petit téléobjectif d'une focale de 135 mm et d'un diamètre d'ouverture maximum de 135/2,5 ≈ 54 mm. Ce n'est pas du bas de gamme. Dans le choix d'un appareil, on saura que le nombre qui suit "F" est (souvent) une indication des performances (et du prix) de l'appareil (ou de l'objectif seul s'il est amovible); plus ce nombre est petit, meilleur (et plus cher) sera l'objectif.

9. Miroirs sphériques

Au § 2 on a vu la loi de la réflexion et examiné quelque peu ses applications aux miroirs-plan. Cette loi s'applique telle quelle, quelle que soit la forme de la surface réfléchissante, la condition à respecter étant que **l'angle d'incidence soit égal à l'angle de réflexion**, ces angles étant mesurés par rapport à la *normale* à la surface.

Qui ne s'est pas une fois, affamé, regardé dans sa cuillère à soupe pour constater, en attendant la pitance, qu'on s'y voit déformé mais à l'endroit dans un sens et, toujours déformé mais inversé lorsqu'on retourne la cuillère? Cet outil n'est pas un parfait miroir sphérique, loin de là, mais il illustre le principe. Autre illustration: les face-à-main grossissant de ménage permettant de se regarder les imperfections de l'épiderme du visage! (fig. 26).

La construction de l'image et les relations de distances sont semblables à celles étudiées pour les lentilles minces. Parmi tous les rayons émis par le point-objet B, deux seulement sont nécessaires pour trouver le point image B' (fig. 25):

(1) : un rayon parallèle à l'axe optique passera par le foyer F du miroir après réflexion. On examinera sous peu la relation entre distance focale f et rayon de courbure R d'un miroir sphérique.

(2) : un rayon qui passe (ou qui passerait s'il s'agit d'un miroir convexe) par le centre C de la sphère de rayon R. Arrivant perpendiculairement à la surface du miroir, il se réfléchit sur lui-même.

(3) : comme contrôle, le rayon qui passe par F est réfléchi parallèlement à l'axe optique.

L'image (nette) B' est à l'intersection de ces rayons.

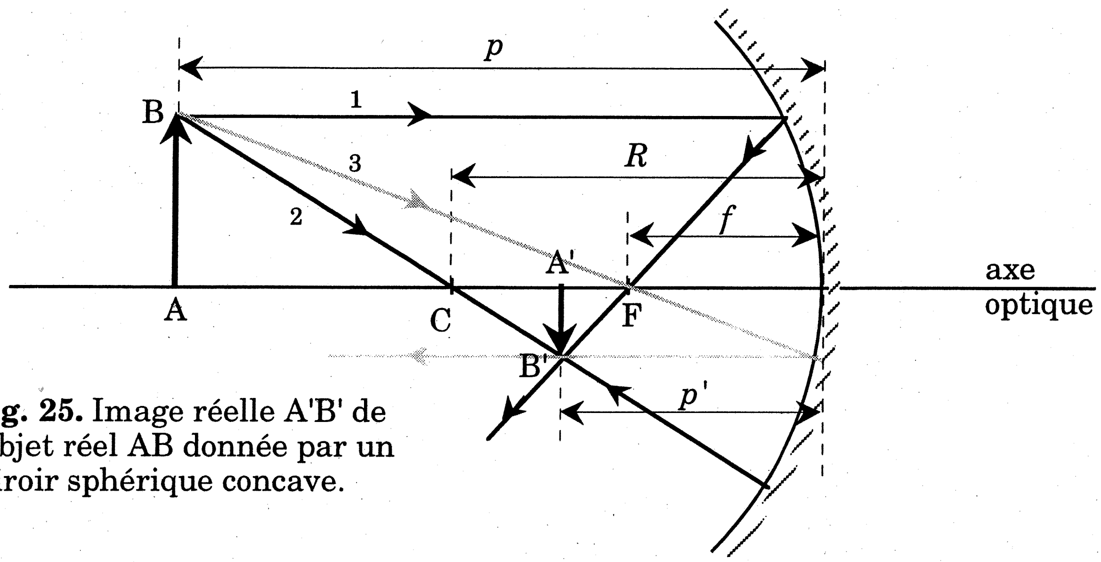


Fig. 25. Image réelle A'B' de l'objet réel AB donnée par un miroir sphérique concave.

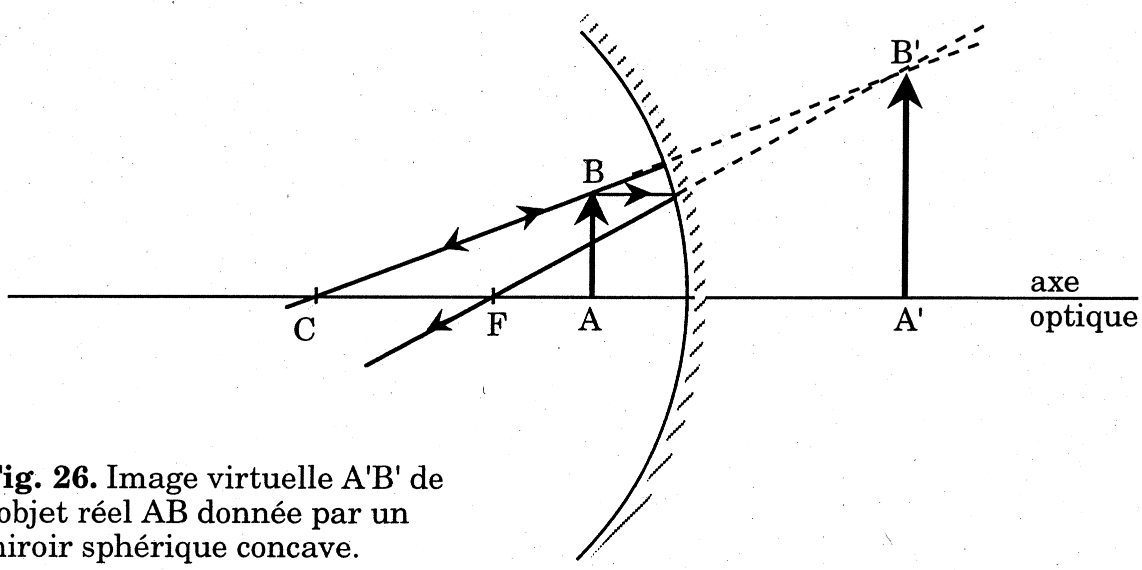


Fig. 26. Image virtuelle A'B' de l'objet réel AB donnée par un miroir sphérique concave.

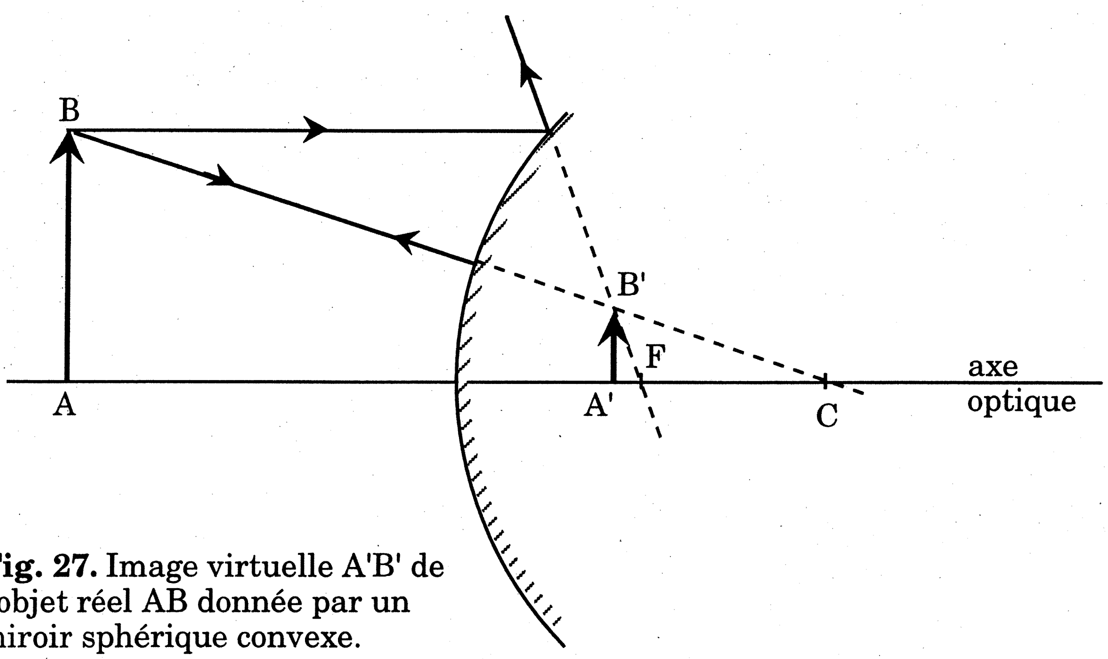


Fig. 27. Image virtuelle A'B' de l'objet réel AB donnée par un miroir sphérique convexe.

La relation focale-courbure

Pour faire la construction de l'image étant donné un miroir et un objet, il est indispensable de savoir où placer le foyer F sur l'axe optique. La relation qu'on va obtenir est très simple: $R = 2f$, mais il faudra faire quelques approximations pour cela, autrement dit, cette relation ne sera utilisable que si les hypothèses de départ sont respectées. Ces hypothèses sont qu'on n'a affaire qu'à des miroirs de faible courbure (presque plan) et que les rayons lumineux sont paraxiaux, donc près de l'axe optique et du milieu S du miroir. Ce ne sont pas vraiment les conditions de la fig. 28, mais il est nécessaire d'exagérer pour la lisibilité du desssin.

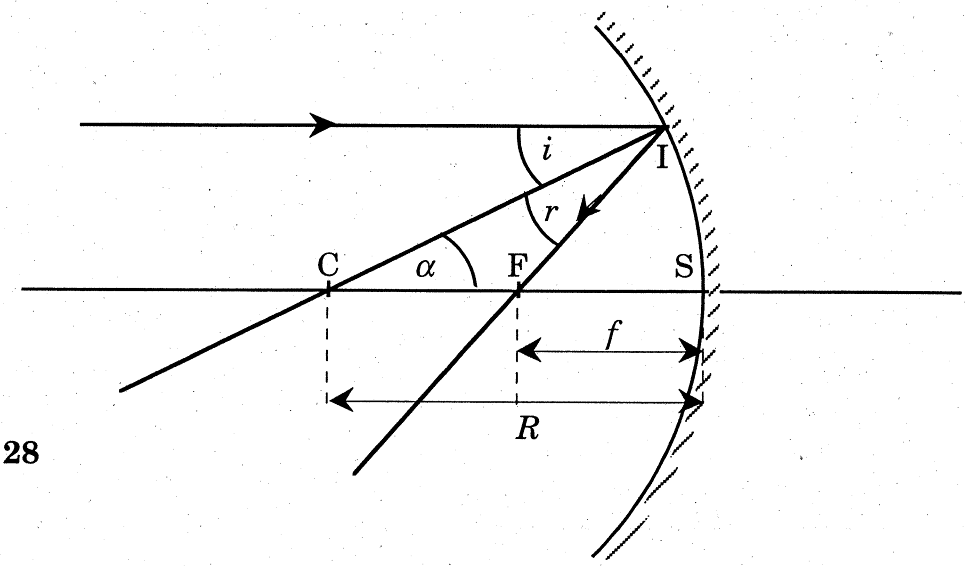


Fig. 28

Regardons cette fig. 28:

- par la loi de la réflexion : $i = r$;
- par la géométrie élémentaire : $\alpha = i$;

on en déduit que le triangle CFI est isocèle car ainsi $\alpha = r$.

Le miroir étant de faible courbure: FI ≈ FS ⇒ CS ≈ 2FS, c-à-d : $R \approx 2f$.

Loi des miroirs et conventions

La fig. 25 à la page 23 indique les distances objet-miroir p et miroir-image p'. La relation entre f, p et et p' est la même que pour les lentilles minces mais les conventions sont un peu différentes puisque le parcours des rayons n'est pas le même.

- Les rayons émanant de l'objet vont de gauche à droite vers le miroir, p est alors compté positivement;
- un miroir concave (souvent grossissant) a une distance focale f positive; s'il est convexe, alors $f < 0$.
- l'image **réelle** est à gauche du miroir : $p' > 0$; si elle est **virtuelle** et à droite: $p' < 0$.

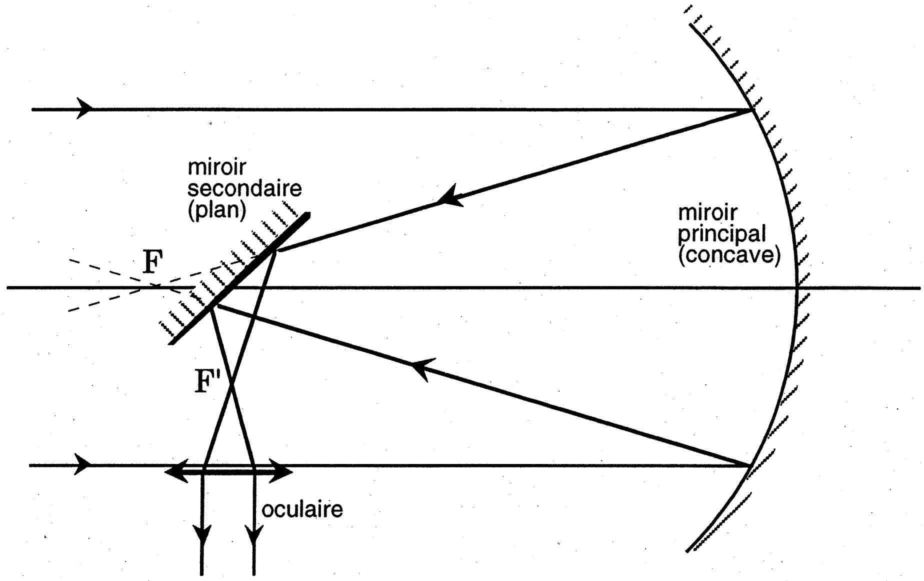
Cela étant posé, on a, comme pour les lentilles minces:

$$\frac{A'B'}{AB} = -\frac{p'}{p} \quad \text{et} \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{p} + \frac{1}{p'}$$

Le télescope

Une fantastique application des miroirs non-plan est le **télescope**. C'est en janvier 1610 que pour la première fois un humain (Galileo Galilei dit Galilée) regarda le ciel avec un instrument, une lunette de sa fabrication. Ce qu'il y vit allait transformer radicalement la vision du monde, le géocentrisme allait dès lors à l'agonie!

Fig. 29. Le principe du télescope. Celui-ci est du type "Newton". Sur la figure, la courbure du miroir est exagérée, de même que la grandeur du miroir secondaire.



Ce n'est pas Galilée qui inventa le télescope, mais Newton. Galilée inventa, quelques décénies auparavant la lunette astronomique, faite de deux lentilles (voir § suivant). Képler fabriqua aussi une lunette mais, étrangement, ne l'utilisa pas vraiment pour regarder le ciel, semble-t-il.

L'élément essentiel d'un instrument astronomique est l'objectif. Pour un télescope, c'est le miroir principal. Il a une concavité qui détermine sa distance focale et fait converger les rayons venant du ciel vers le point F ou F' où serait placé un film photographique, ou iraient ensuite vers l'oeil de l'astronome grâce à un oculaire. Il serait faux de croire que la caractéristique principale d'un télescope est son grossissement. En effet, les turbulences atmosphériques des télescopes placés sur Terre limitent énormément la visibilité, les images sont d'autant plus floues qu'elles sont grossies. Les images des **planètes** prises avec les meilleurs télescopes terrestres sont d'une piètre qualité en comparaison de celles prises par les sondes Voyager américaines et celles prises par le télescope spatial Hubble. Non, la caractéristique primordiale d'un instrument astronomique est le *diamètre de son objectif*, son *ouverture*. C'est en grande partie aussi valable pour une lunette terrestre ou une paire de jumelles. L'une des raisons est simple: il faut collecter le plus de lumière possible venant du corps céleste, et la quantité de lumière reçue croît comme le carré du diamètre de l'objectif. Le télescope du Mont Palomar (USA) a un miroir de 5 m de diamètre; il n'a pas un grossissement plus fort qu'un bon télescope d'amateur qui aurait un miroir de 25 cm mais il collecte 400 fois (500/25 au carré) plus de lumière. Les **nébuleuses** et **galaxies** qui peuplent l'Univers sont gigantesques et ont souvent un diamètre angulaire important (la galaxie d'Andromède a un diamètre apparent bien plus grand que la pleine lune!) mais elles sont pratiquement toutes invisibles à l'oeil nu et même difficilement observables avec un bon télescope d'amateur. Leur luminosité est très faible et ce sont seulement des photographies à très longues poses, de nombreuses heures, avec de très grands télescopes, qui permettent maintenant d'admirer ces merveilles célestes sur du papier ou sur des diapositives. Pour ce qui est des **étoiles**, elles sont si éloignées de nous qu'elles apparaîssent toujours comme des sources *ponctuelles*, quel que soit le grossissement de l'instrument. Cela ne s'applique évidemment pas à notre Soleil.

10. Les systèmes à deux (ou plusieurs) lentilles

Il est très utile de savoir dessiner le parcours d'un rayon quelconque traversant un lentille mince, sans avoir besoin d'un objet. Voyons cela:

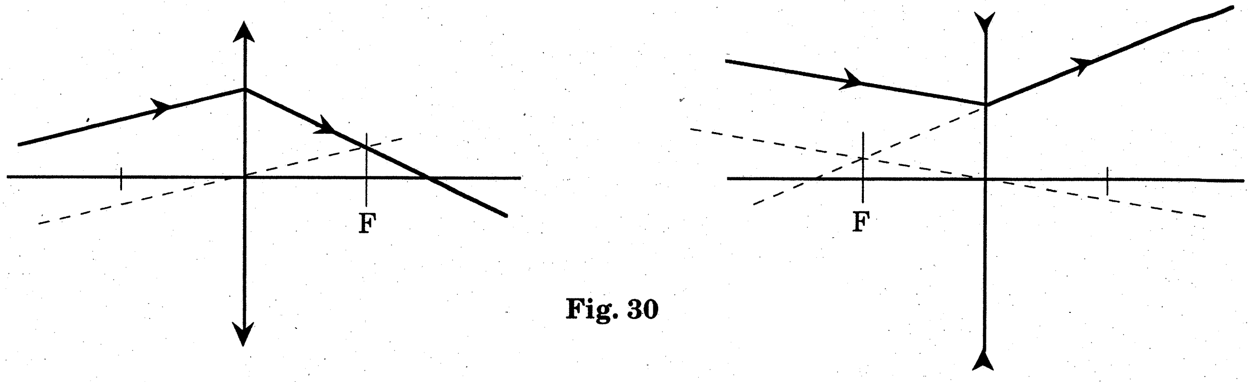


Fig. 30

Cette construction utilise le fait que des rayons parallèles entre eux vont converger dans le plan focal pour une lentille convergente. On trace alors un rayon parallèle au rayon incident et passant par le centre de la lentille, il ne sera pas dévié et déterminera le point de convergence dans le plan focal. Pour la lentille divergente, le principe est semblable mais pas exactement le même; à voir. Ce genre de construction devrait permettre de s'en tirer dans tous les cas de combinaison de lentilles minces.

Les systèmes à plusieurs lentilles les plus connus sont le microscope et la lunette, qui peut être doublée pour faire des jumelles. Ils comportent tous un **objectif**, dirigé vers l'objet à voir, et un **oculaire**, vers lequel vient s'approcher l'oeil. L'oeil ne pouvant voir que des objets réels ou des images virtuelles, c-à-d ce émettant des rayons divergents ou parallèles, il faudra que l'oculaire donne de tels rayons. La première lentille, l'objectif, donne d'abord une image réelle de l'objet, préparation microscopique ou planète. Cette image devient objet pour la deuxième lentille, l'oculaire. On ne placera évidemment pas un écran pour recueillir la première image, par conséquent elle devient objet réel puisqu'à sa droite les rayons divergent (les figures expliciteront mieux que des mots).

La lunette astronomique

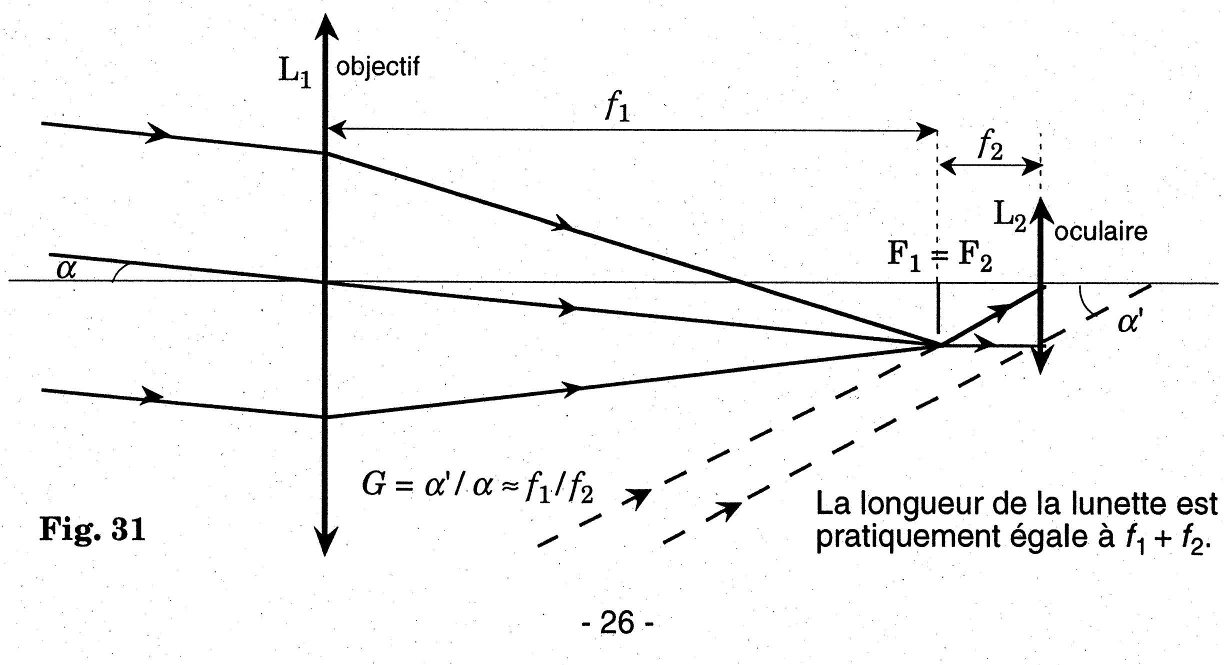


Fig. 31

L'objectif, comme l'oculaire, sont des lentilles convergentes. Ce ne sont pas de simple lentilles minces dans les instruments actuels, mais des lentilles composées de deux ou plusieurs lentilles accolées (ou non) pour atténuer les multiples aberrations que produisent les simples lentilles minces; mais pour le principe, on se contentera d'une description en termes de lentilles minces. Examinons la fig. 31:
Les rayons parallèles provenant de l'objet céleste arrivent sur l'objectif qui les fait converger dans son plan focal F_1. Ils y forment une image réelle. On placerait là le film si on voulait faire de la photographie astronomique, en ôtant l'oculaire. Celui-ci est par contre indispensable si on veut regarder l'objet céleste, en avoir une image virtuelle que l'oeil transformera en image réelle sur sa rétine. Pour une fatigue minimum de l'oeil, les rayons qui lui parviennent doivent être parallèles, il n'a ainsi pas besoin d'accomoder; il suffit alors de placer l'oculaire de façon à ce que son foyer F_2 coïncide avec le foyer F_1 de l'objectif. L'objectif et l'oculaire étant aux deux extrémités de la lunette, il s'ensuit que la longueur de celle-ci vaut pratiquement la somme de leurs distances focales.

L'image vue à l'oculaire est inversée (haut/bas), cela ne gêne pas l'astronome.

Avantages du télescope sur la lunette astronomique :

Le télescope est un instrument *réflecteur*, l'objectif étant un miroir; la lunette est un *réfracteur*, l'objectif étant une lentille (composée). Il n'est pas du tout facile de réaliser un miroir de 5 mètres de diamètre (Mont Palomar, ou 6 m pour celui du Caucase) de forme concave parabolique. Il est par contre impossible de fabriquer une lentille d'un tel diamètre, donc du point de vue luminosité, le télescope est très supérieur à la lunette. La plus grande du monde a un objectif d'un diamètre de 102 cm (Yerkes, USA). Le miroir d'un télescope est une pièce de verre à la surface concave duquel est déposée une fine couche de métal (qques µm) pour la rendre réfléchissante. L'exigence sur la qualité du verre et son poli ne se rapportent qu'à son état de surface qui doit être parfait à au moins 1/20 de longueur d'onde près (1/100 pour Hubble), c-à-d à environ 0,025 µm d'irrégularités tolérées. Prouesses technologiques! Pour un réfracteur (lentille), les contraintes sont encore bien plus grandes puisque les rayons doivent *traverser* l'objectif et c'est toute la masse de verre qui doit être parfaite en transparence: pas de microbulles, pas d'inhomogénéités ou de variations de l'indice de réfraction.

La valeur du diamètre de l'objectif intervient encore d'une autre manière dans les performances d'un instrument. Pour expliquer cela, il faudrait faire non plus seulement de l'optique géométrique mais de la théorie de la *diffraction* en faisant intervenir l'aspect ondulatoire de la lumière. On verrait ainsi que plus l'objectif est de grand diamètre, plus son *pouvoir de résolution* angulaire est grand. On se souvient que le pouvoir de résolution de l'oeil nu dans de bonnes conditions est proche de 1' (1 minute) d'arc; on atteint de petites fractions de seconde d'arc pour les grands télescopes. Un autre phénomène distingue les réflecteurs des réfracteurs (i.e. les télescopes des lunettes): le verre (Pyrex) de l'objectif du réfracteur est, en principe, bien transparent dans tout le visible, dans le proche infrarouge mais très faiblement dans l'ultraviolet. Avec un réflecteur, la situation est différente puisque la lumière ne passe pas à travers un milieu. Pour métalliser un miroir, il y a le choix entre deux métaux: l'argent et l'aluminium. Le premier est excellent dans le visible mais piètre dans l'UV; de plus, à cause de la pollution atmosphérique (SO_2), il se noircit progressivement - comme les cuillères en argent dans le tiroir de la cuisine - et il faut procéder à des réargentures fastidieuses périodiques. Il n'y a pas ce problème avec l'aluminium, une très mince couche d'oxyde (Al_2O_3) se forme rapidement naturellement en surface et a ainsi un rôle protecteur, le miroir ne s'altèrera presque pas. De plus, l'aluminium a une réflectivité convenable dans le proche UV; il est bon dans le visible quoique pas autant que l'argent. Les télescopes modernes sont métallisés à l'aluminium. Le problème de la visibilité dans l'UV est conditionné par la transparence de l'atmosphère qui ne laisse passer que le proche UV.

La lunette terrestre, les jumelles

Le principe est semblable à celui de la lunette astronomique, sauf que l'image ne doit évidemment pas être inversée. Le redressement se fait au moyen d'une combinaison de prismes (voir § 3 : applications de la réflexion totale) ou de lentilles. L'avantage subséquent de ces prismes est aussi d'allonger le parcours des rayons après l'objectif, ce qui permet d'augmenter sa distance focale f_1 et ainsi avoir un grossissement plus important puisque $G \approx f_1/f_2$ (fig. 31). On peut deviner la présence de ces prismes en observant que sur certains types de jumelles ou de lunettes terrestres, l'oculaire n'est pas dans le même axe que l'objectif, les axes optiques sont parallèles mais décalés.

La lunette de Galilée

En ce début de 17ème siècle, fabriquer des lentilles n'était pas chose commune. Leur usage n'était d'ailleurs pas évident. Il a fallu le génie de Galilée pour imaginer de combiner deux rares lentilles et obtenir un instrument permettant de distinguer des choses que l'oeil nu ne percevait pas: des bateaux au large de la baie de Venise (question militaire) ou les satellites de Jupiter et les phases de Vénus (question cosmologique). La technique et l'habileté des artisans-verriers vénitiens de l'époque permirent à Galilée de concrétiser ses rêves et satisfaire son insatiable et fructueuse curiosité.

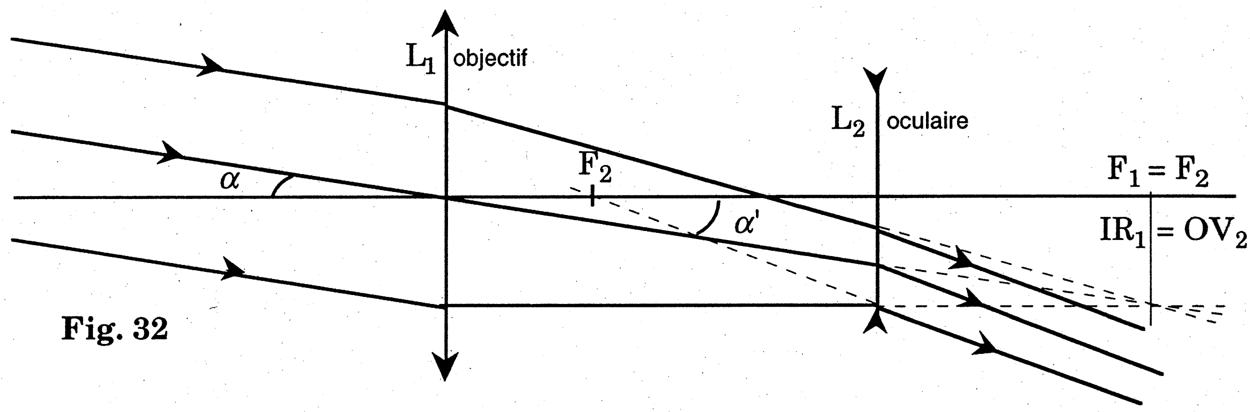


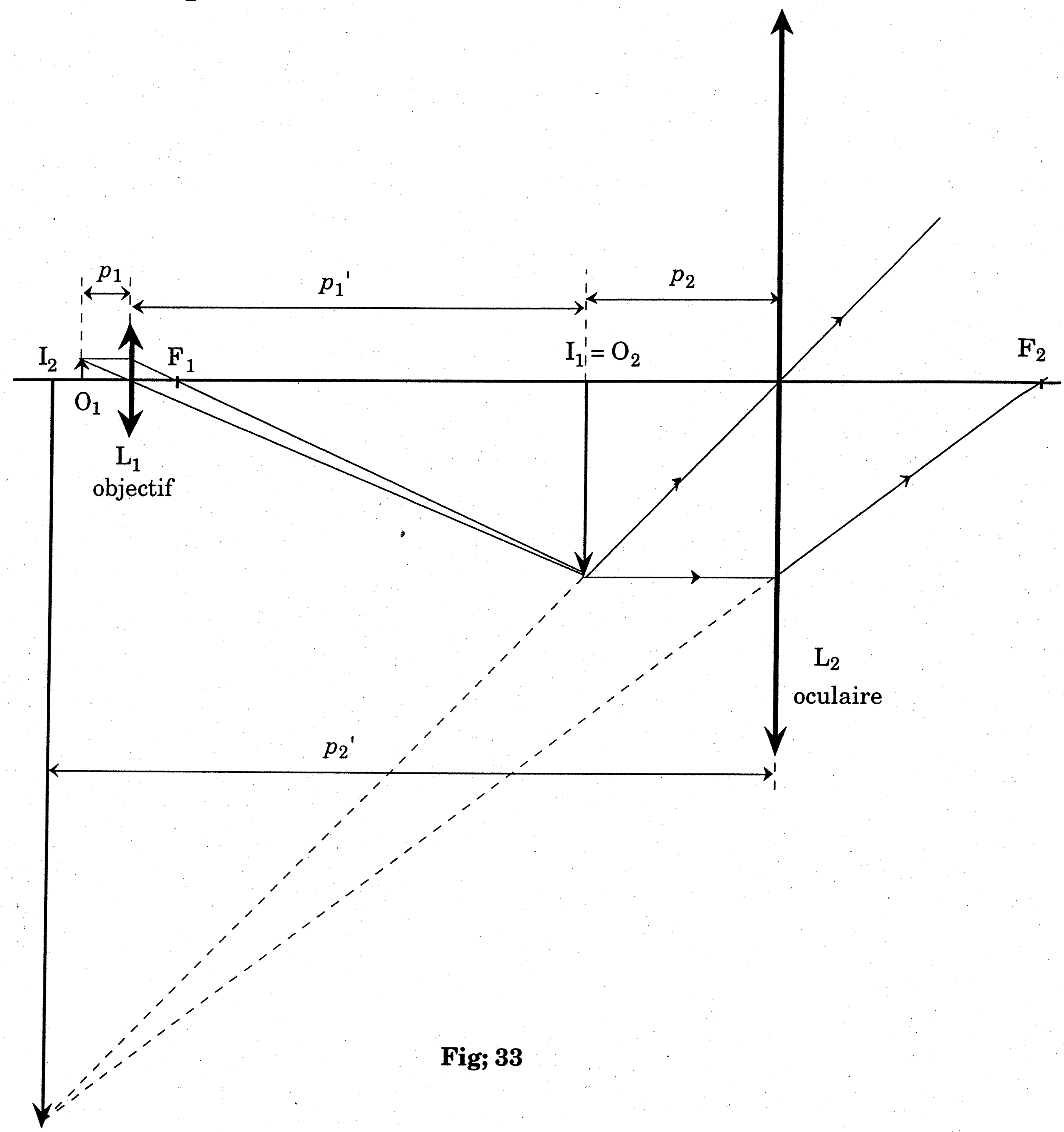
Fig. 32

La fig. 32 montre le principe de cette lunette dont l'objectif est une lentille convergente, comme pour la lunette terrestre vue plus haut, mais dont l'oculaire est ici une lentille divergente. Les rayons parallèles venant de Jupiter iraient converger dans le plan focal F_1 de l'objectif pour y former une image réelle IR_1. Mais l'oculaire divergent s'interpose, et pour une fatigue minimum de l'oeil, les rayons qui lui parviennent doivent être parallèles; on fait pour cela coïncider le foyer F_2 de l'oculaire avec celui de l'objectif. L'image donnée par la première lentille devient objet pour la suivante, on l'a mentionné, mais ici cet objet est *virtuel*, car se trouvant à droite de la lentille (l'oculaire) il est formé par des rayons convergents.

Un tel instrument ne permet généralement pas des grossissements importants et une bonne qualité d'image. A part le cas historique de Galilée, on retrouve ce principe dans lunettes ou les jumelles bon marché et les jumelles dites “de théatre”. A l'encontre de la lunette astronomique, l'image n'est pas inversée.

Le **grossissement angulaire** est donné par $G = \alpha'/\alpha$ où α est l'angle sous lequel serait vu l'objet à l'oeil nu et α' est l'angle sous lequel il est vu avec l'instrument.

Le microscope



Fig; 33

Dans son principe, deux lentilles d'axes optiques communs le constituent: **l'objectif**, tout près du tout petit objet O_1 (la préparation) est une lentille convergente de très courte distance focale. Elle donne une image réelle inversée I_1 de l'objet. C'est là qu'on placerait un film pour faire de la microphotographie. L'oeil a besoin d'images virtuelles, sa cornée et son cristallin se chargeant de les rendre réelles sur sa rétine. Cette image I_1 devient objet réel pour **l'oculaire** qui fonctionne alors comme une *loupe* et donne l'image virtuelle souhaitée I_2 à une distance confortable (≥ 25 cm) de l'oeil. Elle est très agrandie et *inversée*, comme chacun ayant mis l'oeil une fois devant l'oculaire d'un microscope a pu le constater: on comprend assez rapidement que les mouvements de la préparation-objet se font en sens opposés à ce qu'ils seraient sans microscope.

Complément 1 :

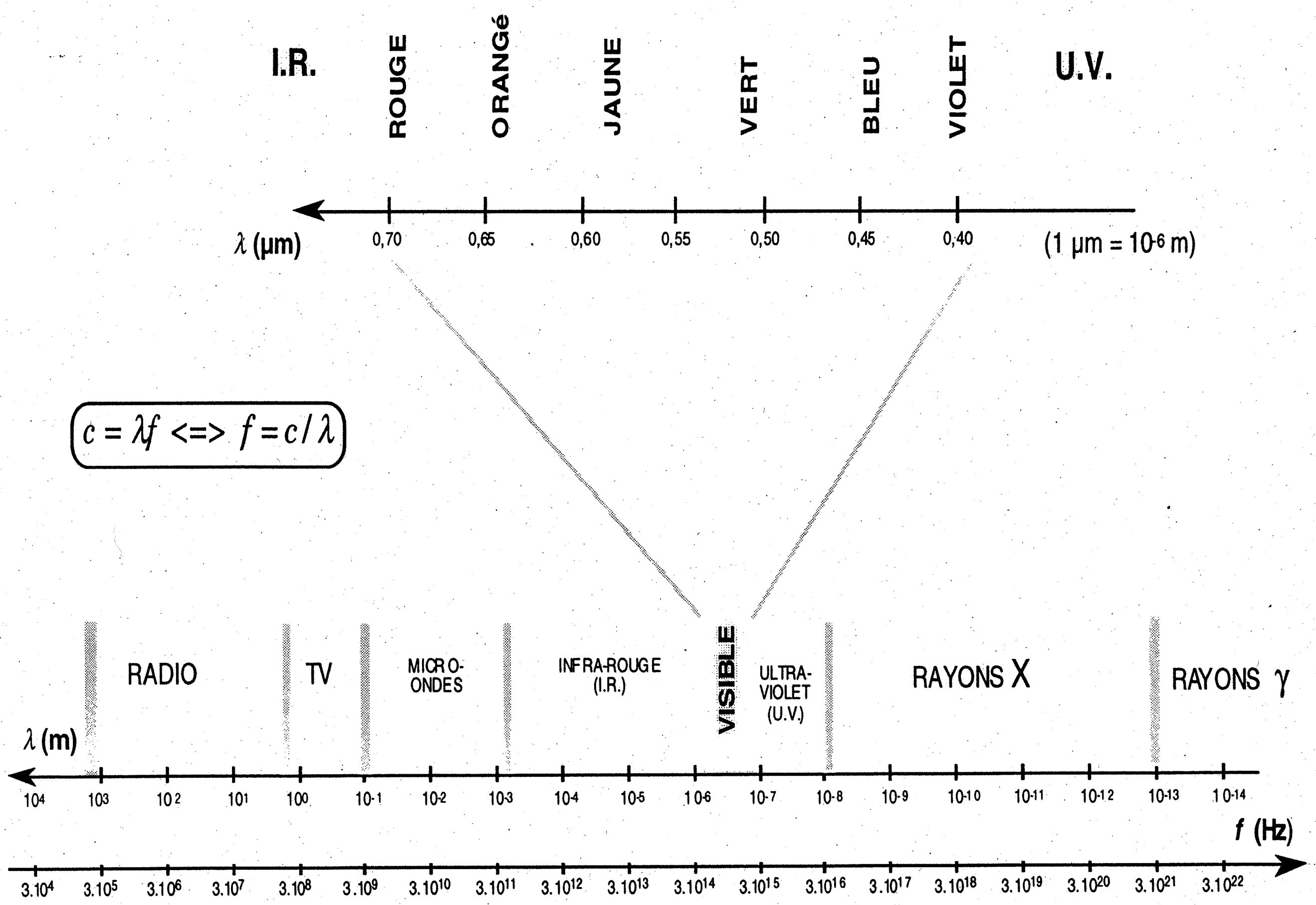
La lumière et les ondes électromagnétiques (e.m.)

Toutes les ondes e.m. se propagent (dans le vide) à la même vitesse c, c'est un de leurs points communs. Un autre est leur structure: un champ électrique **E** et un champ magnétique **B** oscillants en phase, perpendiculaires entre eux et perpendiculaires à la direction de propagation.

Ce qui distingue un domaine d'onde e.m. d'un autre est leurs propriétés d'interaction avec la *matière*: la lumière visible n'interagit pas avec elle comme les ondes radio ou les rayons X. Il y a là l'immense et passionnant problème de la *transparence*. La structure atomique de la matière est en cause, de même que la longueur d'onde λ de l'onde; les effets des ondes e.m. sur la matière dépendent énormément de λ et donc de la fréquence f puisque $c = \lambda f$. Il n'y a pas de frontière stricte entre les différents domaines du tableau ci-dessous, c'est l'usage, les propriétés d'interaction et la technologie qui les trace avec un arbitraire mobile aux cours des progrès scientifiques. Ne peuvent que rester fixes - pour des raisons biologiques - sont les limites de sensibilité de l'oeil humain pour les ondes e.m. comprises entre 0,4 et 0,7 µm: un tout petit domaine, mais combien important, du *spectre* e.m. qu'on appelle *lumière visible*.

Tableau des ondes électromagnétiques

(ondes e-m)



Caractéristiques d'une onde e.m.

Une onde e.m., quelle qu'elle soit, est toujours l'effet de charges électriques qui sont *accélérées*. Cela se démontre, mais c'est très au delà de l'objectif de ce cours. Ces charges sont le plus souvent des électrons ou des ions de la matière.

Considérons par exemple un électron qui oscille à la fréquence f; sa vitesse n'est ainsi pas constante, il est donc accéléré et émet alors du rayonnement électromagnétique. Plaçons un système d'axes Oxyz tel que l'électron oscille le long de l'axe Oz de part et d'autre de l'origine O (fig. ci-dessous). Une théorie sophistiquée montre que l'onde émise est surtout dans le plan Oxy, l'émission étant nulle selon l'axe d'oscillation Oz. Si on pouvait figer le temps et regarder la progression de l'onde seulement le long de l'axe Oy, on "verrait" ceci:

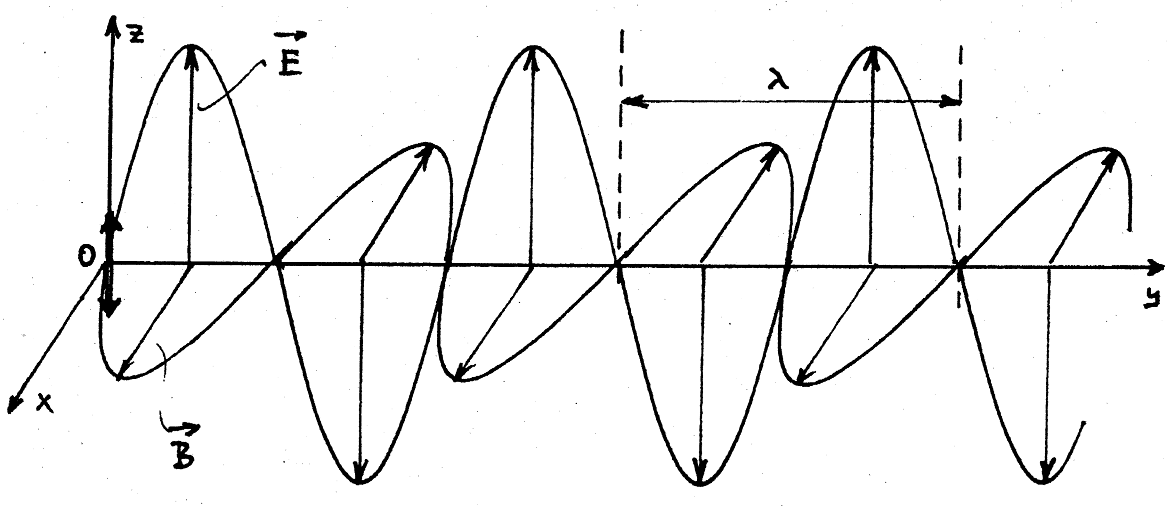
- un champ électrique **E** oscillant à la fréquence f et parallèle à la direction d'oscillation de l'électron (Oz);

- un champ magnétique **B** oscillant à la fréquence f aussi et perpendiculaire à **E**, donc selon Ox. Les deux champs sont *en phase*, ce qui veut dire que lorsque l'un est nul, l'autre l'est aussi, lorsque l'un est maximum, l'autre l'est aussi.

La direction de propagation (Oy) et les deux champs sont perpendiculaires entre eux. Aller plus loin dans la théorie serait d'évoquer le vecteur de Poynting **S** comme étant proportionnel au *produit vectoriel* **E** $\wedge$ **B** et qui fait apparaître *l'énergie* transportée par l'onde; **S** pointe dans le sens de la propagation de l'onde.

Caractéristiques :

- L'**amplitude** A, donnée par la norme du vecteur **E**. L'intensité du rayonnement, ou l'énergie qu'il véhicule, fait intervenir $\mathbf{E}^2 = E^2$.
- La **longueur d'onde** λ.
- La **fréquence** f de l'onde (notée parfois ν, lettre grecque se disant "nu").
- La **vitesse** de propagation. Dans le vide cette vitesse (célérité) est $c = 2{,}99792458 \cdot 10^8$ m/s *exactement* (= $3 \cdot 10^8$ m/s à moins de 0,07 % près). Relation de base: $c = \lambda f$.
- La **polarisation** (voir *Complément 2*). En bref, l'onde est dite *linéairement polarisée* lorsque son vecteur **E** oscille dans une direction bien définie (mais pas forcément fixe).
- Le **spectre**. C'est la composition en diverses longueurs d'onde (ou fréquences) d'une onde, en ses diverses couleurs pour la lumière visible. Sur la figure ci-dessous, il n'y a qu'une seule longueur d'onde, l'onde est dite *monochromatique*.



Le tableau ci-dessous présente très succintement l'immense domaine des ondess e.m. qui s'étend *théoriquement* de zéro à l'infini en fréquence comme en longueur d'onde. Pratiquement. l'étendue est limitée par les connaissances scientifiques et technique mais il y a tout de même un facteur 10^{19} entre les rayons gamma très pénétrants et les ondes radio très longues.

1ère colonne: les diverses appellations des domaines d'ondes e.m.

2ème colonne: leur étendue en longueur d'onde.

3ème colonne: les systèmes matériels produisant de tels types d'onde. Cela se passe au niveau atomique ou moléculaire, voire nucléaire, et requiert une physique difficile.

4ème colonne: les instruments que la nature, la science et la technique utilisent pour mettre en évidence, détecter et mesurer ces divers rayonnements.

ONDES ELECTROMAGNETIQUES: SOURCES ET DETECTEURS

types d'ondes, rayonnement	longueur d'onde (m)	provenance, sources	détecteurs, particularités
rayons gamma	10^{-15} - 10^{-12}	Déséxcitation des noyaux radioactifs. Réactions nucléaires, rayons cosmiques.	Détecteurs nucléaires (compteurs Geiger, chambres à bulles, etc.). Traversent toute matière, même plusieurs cm de Pb, d'autant plus difficilement que les atomes sont lourds.
rayons X	10^{-12} – 10^{-9}	Désexcitation des e- des couches profondes des atomes lourds.	Compteurs Geiger, émulsions photos spéciales, semiconducteurs. Comme les gammas, ils traversent toute matière, d'autant plus facilement que les atomes sont légers.
ultraviolet	10^{-9}–4.10^{-7}	Soleil, étoiles, lampes à Hg, à deutérium (bulbes en quartz).	Emulsions photos, cellules photo-électriques, caméra TV, semiconducteurs. Sur la peau: bronzage. Ne traversent pas le verre mais le quartz.
VISIBLE	4.10^{-7} - 7.10^{-7} (0,4 - 0,7 µm)	Agitation et désexcitation des e- des couches externes des atomes. Soleil, étoiles, lampes à incandescence, tubes fluorescents, laser, LED.	OEIL, émuls. photo, semiconducteurs, caméra TV. Le maximum de sensibilité de l'oeil correspond au max. d'émission du Soleil.
infrarouge	7.10^{-7} - 10^{-4}	Agitation d'e- périphériques: tout corps à température plus élevée que celle de son environnement. La long. d'onde est d'autant plus courte que *T* est élevée. Soleil, étoiles, lampes à incandescence, laser à CO_2, LED.	Mêmes détecteurs que pour le visible, sauf l'oeil. Sur la peau: coup de soleil. Les IR traversent partiellement le verre (effet de serre), mieux le quartz et certains sels et cristaux: NaCl, CsI, diamant.
ondes hertziennes	10^{-3} - 10^{+4}	Circuits électroniques + antenne. Télécommunications.	Antenne + circuits électroniques. Ces ondes permettent la transmission d'information (sons, images ...) par modulation d'amplitude (AM) ou de fréquence (FM).

Complément 2 :

POLARISATION DE LA LUMIERE

Au début du cours d'optique, on a dit que la lumière, visible ou non, est une onde électromagnétique (e.m.), en ce sens qu'elle est constituée d'un champ électrique **E** et d'un champ magnétique **B** perpendiculaires entre eux, oscillants à la fréquence de l'onde, et tous deux perpendiculaires à sa direction de propagation. La **polarisation** de l'onde e.m. est une **direction** particulière qui est celle, **par définition**, de son vecteur **E** (et pas **B**). En effet, lorsque la lumière interagit avec la matière, comme par exemple dans le phénomène de la réfraction, **E** a une action bien plus forte que **B**. La raison n'est pas très compliquée: la matière, dans sa structure la plus intime, est faite de particules chargées, ions et électrons plus ou moins libres; le champ **E** agit sur les charges avec la force de Coulomb, quelle que soit leur vitesse, alors que la force de Lorentz due au champ **B** n'agit que si ces particules ont une vitesse. Le résultat est que l'effet de **B** est le plus souvent négligeable et n'intervient pratiquement pas dans le phénomène de la polarisation.

Soit une source de lumière dite naturelle, comme le Soleil, une bougie, une lampe à incandescence, etc. mais pas un laser. De façon simplifiée, on peut dire que les atomes de la source émettent des ondes e.m. (ou des rayons lumineux) dans toutes les directions et en permanence. Ces atomes ne sont pas corrélés entre eux (s'agitent individuellement sans beaucoup s'occuper de leurs voisins) et le rayon lumineux d'une direction particulière (fig. 1) aura ses vecteurs **E** dans toutes les directions dans le plan perpendiculaire au rayon. On dit ainsi que la lumière naturelle n'est pas polarisée, en fait elle l'est dans toutes les directions de ce plan en même temps.

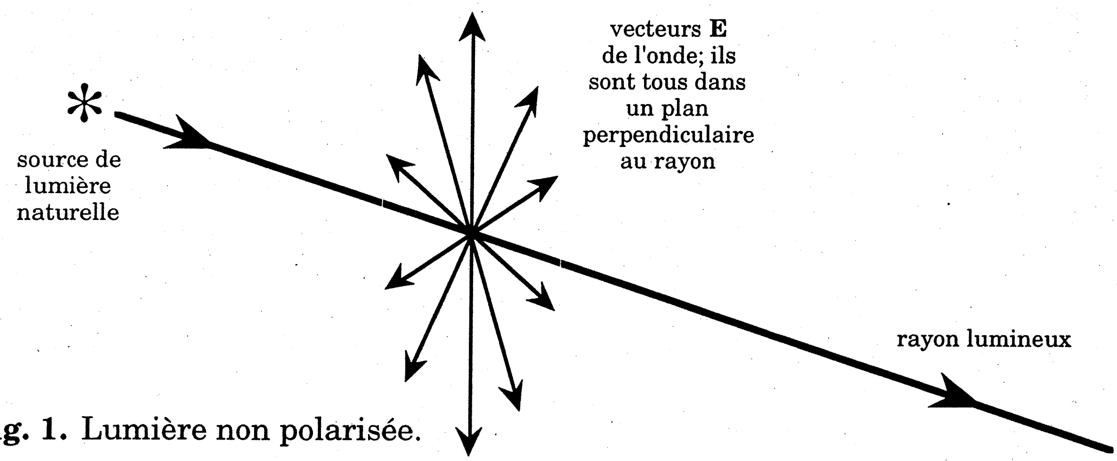


Fig. 1. Lumière non polarisée.

Il est possible de **polariser la lumière**, et ceci de diverses manières. Polariser la lumière veut dire supprimer les vecteurs **E** de l'onde de toutes les directions **sauf une**. Cela définit la direction de polarisation (linéaire) et aussi le plan de polarisation formé de la direction du **E** privilégié et de la direction de propagation du rayon. Pour faire cela, il faut un *polariseur* et le plus banal est de prendre des lunettes de soleil dites "Polaroïd". Lorsqu'on les porte sur le nez (et qu'on se tient la tête droite!) les lunettes ne laissent passer la lumière que si elle polarisée **verticalement**. L'intérêt incomparable de ce genre de lunettes est qu'elles atténuent voire suppriment la lumière réfléchie par une surface horizontale, tel un lac ou une route mouillée; très efficace lorsqu'on conduit vers l'ouest en fin de journée d'été après un orage. Cela s'explique par le fait que la réflexion sur une surface (non métallique) polarise, plus ou moins complètement, la lumière incidente. On va en examiner les conséquences mais pas expliquer le pourquoi ici, ce que font les *formules de Fresnel*, un peu trop difficiles pour cet aperçu sur la polarisation. On se contentera d'une description du phénomène de **polarisation par réflexion**.

Considérons deux milieux transparents d'indices n_1 et n_2 (de l'air et de l'eau par exemple). Un rayon de lumière naturelle, donc non polarisé, tombe sur l'interface entre les deux milieux. On sait que le rayon incident se partage en deux: un rayon réfléchi et un rayon réfracté, selon les deux lois connues. Inclinons le rayon incident dans la **situation particulière** où le rayon réfléchi est perpendiculaire au rayon réfracté (fig. 2).

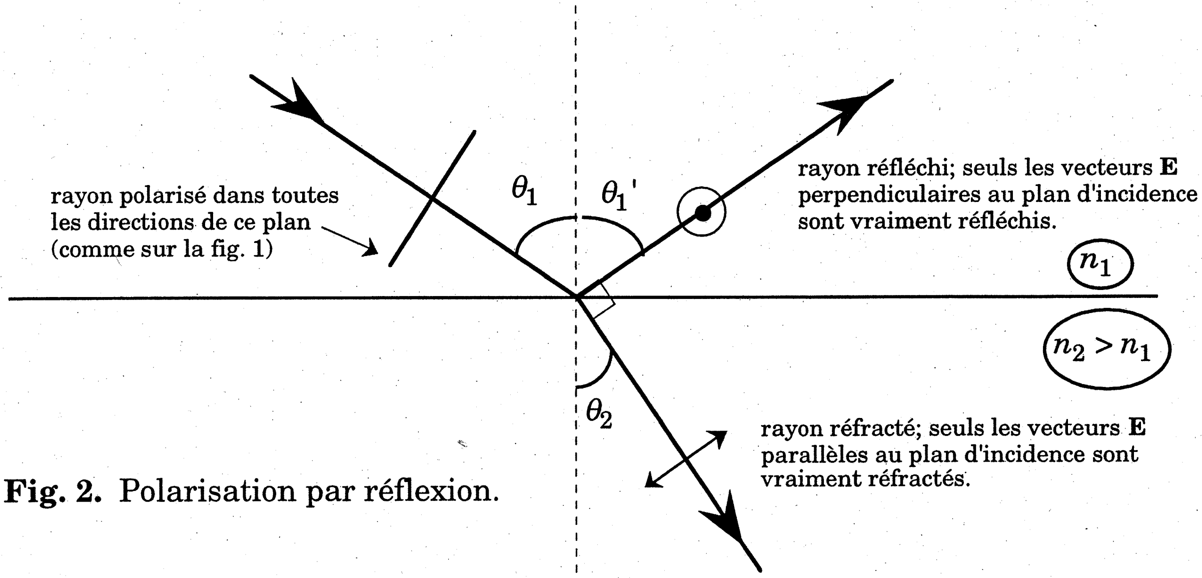


Fig. 2. Polarisation par réflexion.

Dans ce cas, l'expérience et la théorie montrent que le rayon réfléchi est complètement polarisé avec la direction de **E** parallèle à l'interface. Ainsi, une feuille de plastique "Polaroïd" dont l'axe est vertical, tel celui des lunettes du même nom, ne laissera pas passer ce rayon réfléchi. Si l'angle d'incidence n'est pas celui de la figure, le rayon réfléchi n'est que partiellement polarisé, comme le montre l'expérience et permettraient de le calculer les *formules de Fresnel.*

Si le rayon incident est déjà polarisé, par exemple dans le plan d'incidence (plan de la feuille pour la fig. 2), alors il n'y aura pas de rayon réfléchi, il n'y aura que le rayon réfracté.

Loi de Brewster

Restons simple et voyons ce que donne le cas particulier ci-dessus en appliquant les lois de la réflexion et de la réfraction:

$$\theta_1 = \theta_1' \qquad \text{et} \qquad n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2$$

De plus, dans ce cas particulier: $\theta_1 + \theta_2 = \pi/2$ donc $\sin\theta_2 = \cos\theta_1$. La loi de la réfraction devient: $n_1 \sin\theta_1 = n_2 \cos\theta_1$, c'est-à-dire:

$$\tan\theta_1 = \frac{n_2}{n_1} \qquad \text{loi de Brewster}$$

Si le milieu supérieur est de l'air, alors $n_1 = 1$ et $n_2 = n$; la mesure de θ_1 permet une détermination simple et précise de l'indice n .

Complément 3 :

CONSTRUCTION EXACTE du rayon réfracté par un interface quelconque séparant deux milieux transparents d'indices différents.

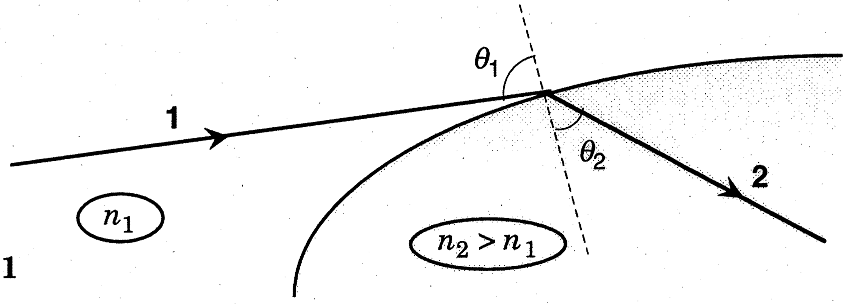


fig. 1

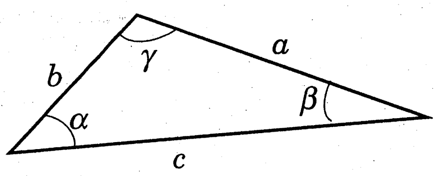
Problème : dessiner le rayon réfracté 2 étant donné le rayon incident 1 (à la règle et au compas ou avec un logiciel de dessin, ce qui permet souvent une grande précision).

Sont donnés: le rayon incident, la surface de séparation et les valeurs des deux indices.

Notons qu'il est toujours possible de *calculer* l'angle θ_2 à partir de l'angle θ_1 et de reporter sa valeur sur le dessin, mais ce n'est pas forcément précis; la méthode ci-dessous ne nécessite aucun calcul, elle est rapide et précise.

Méthode: considérons d'une part la loi de la réfraction: $n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2$, qu'on écrit:

$\dfrac{\sin\theta_1}{n_2} = \dfrac{\sin\theta_2}{n_1}$ et qu'on a besoin d'écrire: $\dfrac{\sin(\pi - \theta_1)}{n_2} = \dfrac{\sin\theta_2}{n_1}$ car $\sin(\pi - \alpha) = \sin\alpha$



Considérons d'autre part le *théorème du sinus* qui dit que, pour tout triangle:

$$\frac{\sin\alpha}{a} = \frac{\sin\beta}{b} = \frac{\sin\gamma}{c}$$

Cela posé, faisons une **construction annexe** qui consiste en deux cercles concentriques de rayons n_1 et n_2. Pour l'exemple on suppose que $n_2 > n_1$ (verre - air par exemple).

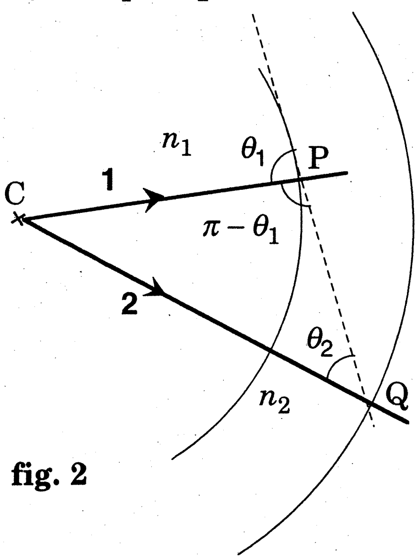


fig. 2

Prenons la fig. 1 et **translatons** le rayon 1 en le faisant passer par le centre C des cercles; il coupe le cercle de rayon n_1 en un point P. Translatons ensuite la normale en la faisant passer par ce point P. Elle va couper le cercle de rayon n_2 en un point Q.
Le rayon réfracté 2 est alors défini: il va du centre C à ce dernier point Q. Pour s'en convaincre, il suffit de regarder le triangle formé par CPQ et d'appliquer le théorème du sinus tel qu'il est évoqué ci-dessus:

$$\frac{\sin(\pi - \theta_1)}{n_2} = \frac{\sin\theta_2}{n_1}$$

Dernière étape: translater le rayon 2 trouvé sur cette dernière figure sur la fig. 1 de départ.

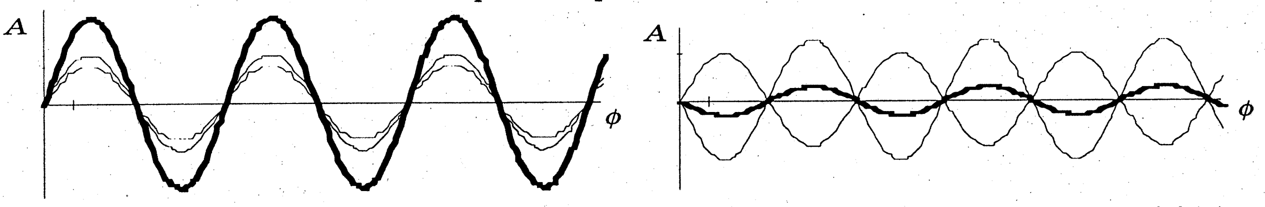
Complément 4 :

Interférences

Ce cours a porté essentiellement sur l'aspect géométrique de l'optique: la lumière est formée de *rayons*. Il y a pourtant beaucoup de phénomènes qui ne trouvent pas leur explication sans faire intervenir l'aspect *ondulatoire* de l'onde e.m. et particulièrement de la lumière, mais aussi des ondes sonores. Surgit une difficulté: la description de tels phénomènes impose un appareillage mathématique plus lourd que celui de la simple optique géométrique vue jusqu'ici. On peut néanmoins tenter de présenter quelques phénomènes bien connus et remarquables sans enclencher la grosse artillerie; on ne pourra que "raconter", en donnant quelques justifications, mais il n'y aura pas de vraie théorie. Certains pourront en être frustrés.

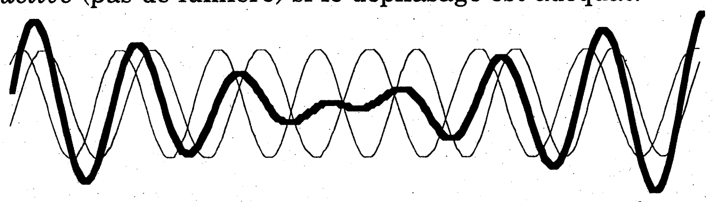
Interférer est un mot de la langue française. Deux "choses" interfèrent, interagissent, et le résultat est quelque chose que ni l'une ni l'autre pouvait produire individuellement. Dans le langage courant, ce résultat est souvent néfaste. Il n'en est pas exactement de même lorsque deux ondes interagissent, interfèrent: l'onde résultante peut faire apparaître par exemple de très jolies couleurs sur une bulle de savon, sur une goutte d'essence dans une flaque d'eau, sur la surface des verres de lunettes médicales ou d'objectif d'appareil photographique (traitement anti-reflets) ou encore en regardant la surface de lecture d'un disque compact (CD).

L'interférence de deux ondes est simplement leur addition. Une situation aisée à examiner est celle où les deux ondes sont toutes deux sinusoïdales, ont la même longueur d'onde et se propagent dans la même direction. Tout le résultat d'interférence réside dans la valeur de leur décalage, on dit qu'il y a un déphasage entre elles; ce déphasage peut prendre toutes les valeurs entre 0 et 2π. Il s'agit évidement d'un angle puisque que l'argument d'un sinus ne peut être qu'un angle. Ce déphasage angulaire est dû souvent à une différence de chemin δ parcouru par les deux ondes.

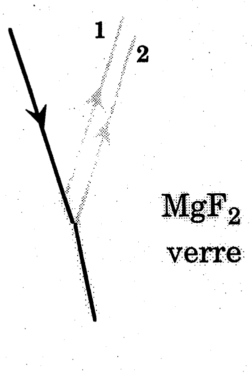


Deux ondes de même fréquence (ou longueur d'onde) qui interfèrent (s'additionnent) Elles n'ont pas tout à fait la même amplitude *A* pour cet exemple. Dans le premier cas, leur déphasage est nul, elles sont *en phase*, dans le deuxième cas, leur déphasage est de , elles sont en *contre phase*. Dans ce dernier cas, on voit que la résultante (en gras) est très faible, elle serait nulle si les deux ondes avaient juste la même amplitude.

Le cas aussi intéressant est lorsque les deux ondes (ou la mulitudes d'ondes parce qu'il s'agit souvent de lumière blanche, polychromatique) n'ont pas exactement la même fréquence. C'est la situation représentée ci-dessous: les deux ondes ont une légère différence de fréquence et l'interférence *constructive* ne se produit que pour un domaine restreint de déphasage. A fortiori, l'interférence est *destructive* (pas de lumière) si le déphasage est adéquat.



Si le déphasage est adéquat, l'interférence destructive de produit dans le jaune-vert qui est la région du visible pour laquelle l'oeil est le plus sensible. Il ne reste alors qu'un mélange visiblement peu intense de rouge et de bleu: le pourpre.



Application: Le traitement antireflet.
De la lumière naturelle tombe sur un verre de lunette. Il donne des reflets violacés. Raison: le verre a subit un traitement anti-reflets pour supprimer autant que possible la lumière qu'il réfléchit. Pour ce faire, on dépose sur le verre une très mince couche de substance transparente (par ex. MgF2) et la lumière incidente subit alors *deux* réflexions (fig.) qui vont quelque peu s'annuler mutuellement par interférences. L'épaisseur de la couche de MgF2 est ajustée de façon à ce que la majeure partie de la lumière visible soit éteinte. Dans l'exemple souvent appliqué, on s'arrange pour que l'épaisseur de la couche de MgF2 provoque une différence de chemin entre les deux ondes réfléchies telle que cela attenue surtout le jaune-vert, il ne reste alors que le bleu et le rouge, qui donne cet aspect pourpre (et non violet!) aux verres ainsi traités.

Complément 5 :

Le LASER

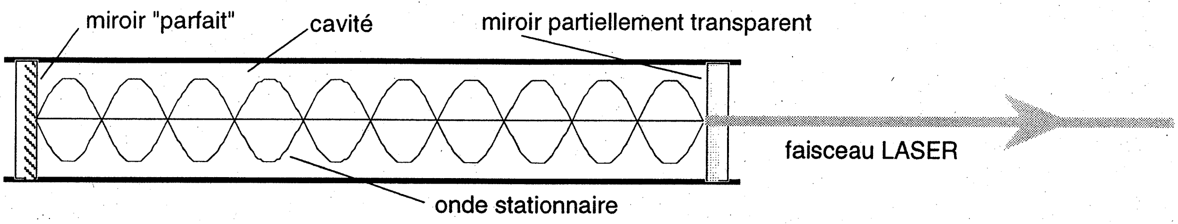
Le mot "LASER" est un acronyme (cf *Petit Larousse*) qui signifie *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*. Le mot devrait donc toujours s'écrire en majuscules. C'est diablement compliqué et le LASER est un appareil qui est d'un fonctionnement pas simple du tout, il ne faut donc pas s'attendre à trouver ici une explication complète de son fonctionnement. Un LASER est une source de lumière, infrarouge ou visible, et souvent rouge pour les moins chers. D'autres objets donnent de la lumière, on le sait bien: le Soleil, les ampoules (allumées), les bougies, les vers luisants... etc. mais entre ceux-là et le LASER il y a une grande différence de principe dans le mécanisme d'émission (le moins éloigné du LASER serait encore le vers luisant, et pourtant...). Pour donner quelque information pas trop obscure (la moindre des choses pour des sources de lumière) sur le LASER, il est préalablement indispensable de dire quelques mots sur les sources du type étoiles ou ampoules à *incandescence* ou bougies, c-à-à les *sources thermiques*. Les atomes (ions et électrons) de la matière (le filament de l'ampoule par exemple) sont portés à haute température (env. 2500 °C pour le filament et env. 6000 °C pour la surface du Soleil), ils s'agitent alors violemment et de façon *aléatoire*, autrement dit, n'importe comment. On devrait se souvenir ici du *Complément 1* où il est dit que de la lumière peut être émise lorsque des charges électriques (les ions et les électrons de la matière chauffée) sont fortement *accélérées*, ce qui leur arrive lorsqu'elles s'agitent aléatoirement.

Quand il s'agit d'exposer une situation compliquée, il est fréquent de faire usage de *l'analogie*; exemple: "les statistiques, c'est comme le bikini, ça cache l'essentiel, mais ça donne des idées", et d'autres exemples encore plus bêtes. L'émission de lumière est une situation, un phénomène très compliqué; usons alors de l'analogie, tout en sachant que son pouvoir explicatif est très limité. Considérons d'une part la foule bigarrée sortant d'un concert des Rolling Stones et un bataillon d'infanterie marchant au pas cadencé d'autre part. Une source thermique serait l'analogue de la foule et le LASER serait l'analogue du bataillon. La lumière, d'où qu'elle vienne, peut être considérée comme une onde, on l'a dit, mais aussi comme formée de **photons**, particules sans masse se déplaçant tous à la vitesse *c*. Les soldats vont tous dans la même direction et marchent tous au même pas, à la même fréquence: la lumière du LASER est un très mince pinceau et très monochromatique (d'une seule couleur). La lumière d'une ampoule comporte toutes les fréquences dans une large gamme et se propage dans toutes les directions. C'est ici qu'il faut se garder de poursuivre l'analogie: les gens sortant du concert ne vont pas tous à la même vitesse !

Quelques termes: les photons du LASER sont *en phase*, sont *corrélés* et la lumière qui en résulte est *cohérente*; les photons émis par l'ampoule n'ont aucune relation de phase, sont non-corrélés et la lumière est incohérente. Il est possible, avec une source thermique de produire une lumière en faisceau, il faut alors utiliser des lentilles; il est aussi possible de rendre une telle lumière assez monochomatique, il faut utiliser des filtres colorés: mais quelle que soit la perfection des lentilles et des filtres, les qualités de directivité et de monochromaticité de la lumière d'une source thermique sont très inférieures à celles de la lumière du LASER.

Qu'a donc le LASER de si particulier? Les sources thermiques existent depuis la nuit (!) des temps, le LASER lui, n'existe pas dans la nature et a été inventé en 1960, même si son principe théorique (l'émission stimulée) a déjà été proposé par Einstein au début du 20ème siècle. Pour donner une explication prudente et très limitée, il faut évoquer un phénomène colossalement important en physique, celui de **résonance**. Sa description mathématique dépasse de peu ce qu'on peut faire dans notre école. Il apparait dans la plupart des domaines de la physique: mécanique, électricité, optique, physique atomique et nucléaire... Le plus simple et de prendre un exemple en mécanique-acoustique: le violon (ou la guitare).

Pourquoi le violon? Parce qu'il y a une légère analogie avec un LASER. Un LASER ne fait pas de la musique et un violon pas de la lumière; pour le premier il y a émission d'ondes e.m. et émission d'ondes sonores pour le second, mais chacun possède une "caisse de résonance". Frotter l'archet sur une corde la fait vibrer et cette vibration ébranle l'air et produit un son. Ce son forme un système compliqué d'ondes stationnaire dans la *caisse* du violon et une fraction en ressort par les *ouïes*. Un violon sans sa caisse ne donnerait qu'un très faible et pauvre son. La caisse sert en quelque sorte d'amplificateur acoustique. Le LASER a aussi une caisse de résonance qu'on appelle *cavité*. Cette cavité est simplement un tube dont les deux extrémités sont des miroirs. La longueur de la cavité, la distance entre les deux miroirs est précisément ajustée, de même que le parallélisme de ces deux miroirs.



La lumière émise dans la cavité (par des processus aussi divers que subtils qu'on n'évoquera pas) se propage d'un miroir à l'autre et *s'amplifie* à chaque aller et retour par interférences constructives (cf *Complément 4*). Une faible fraction de l'intensité sort alors par le miroir de droite sur la figure ci-dessus parce qu'il n'est pas totalement réfléchissant: la couche métalique déposée sur le verre est si mince qu'elle a une transparence non nulle (dans certains films policiers - et dans la réalité par de pervers voyeurs -, on utilise ce genre de miroirs qui permettent de voir sans être vu).

Le LASER le plus puissant du monde émet dans l'infrarouge et de façon pulsée, c-à-d par de brèves impulsions dont la durée est de l'ordre de 20 nanoseconde, chacune dégageant une énergie de l'ordre de 2 mégajoules, ce qui fait une puissance instantanée ($P = E/t$) de l'ordre de 10^{14} W, il n'est pas commercialisé!

Jusque dans les années 80, les LASER les moins chers coutaient qques dizaines de kFS, émettaient qques mW dans le rouge (λ = 632,8 nm) et étaient à gaz (He-Ne). Ils existent toujours et ont d'excellentes performances. Ils sont un peu supplantés par LASER à semiconducteurs (diodes-laser), bien plus petits et bien moins chers. on les trouve entre autre dans les lecteurs de code-barre et les lecteurs CD. Les meilleurs marché actuellement (1998) coûtent de moins en moins de dizaines de FS, émettent 1 à 5 mW dans le rouge (λ = 670 nm); ils se prêtent très bien à des expériences d'optique pas trop complexes. Ils sont très petits, certains sous forme de stylo, et fonctionnent avec une simple pile.

Mais tout autant que les LASER à gaz, ils présentent un grand danger pour la rétine de l'oeil. Il faut vraiment savoir que des rayons parallèles vont converger en un point sur la rétine et donc la brûler très localement et irrémédiablement, même si la puissance du faisceau est inférieure à 1 mW, car elle est extrèmement concentrée.

Bibliographie: Elle est évidemment gigantesque, et le plus souvent très spécialisée; il y a pourtant un ouvrage (voir la réf. ci-dessous) assez récent qui ne discute pas vraiment la théorie du LASER mais expose en termes simples *ce qu'on peut faire avec*. Une foule d'expériences parfois très simples, parfois un peu moins, mais ne nécessitant jamais un équipement sophistiqué. On peut y apprendre l'optique, même celle qui est moins simple que dans ce cours, en manipulant, en agissant, en regardant et en interprétant ce qu'on voit. Il serait malhonnête de dire que tout est facile, mais on doit s'enfoncer profondément dans le crâne que ce qui est facile ne peut pas être intéressant.

Référence: M. Henry & R. Jouanisson: ***la lumière du laser, guide d'expériences,*** Masson 1987. ISBN: 2-225-81028-1 (ou édition plus récente).

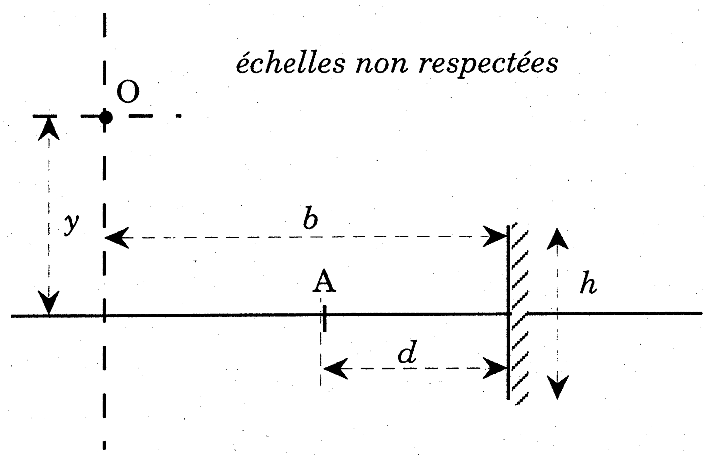
EXERCICES D'OPTIQUE

1. Quelle est la différence de longueur d'onde entre les émissions de deux stations radio FM dont les fréquences sont respectivement de 95.1 MHz et 101.5 MHz ?
Rép: env. 20 cm.

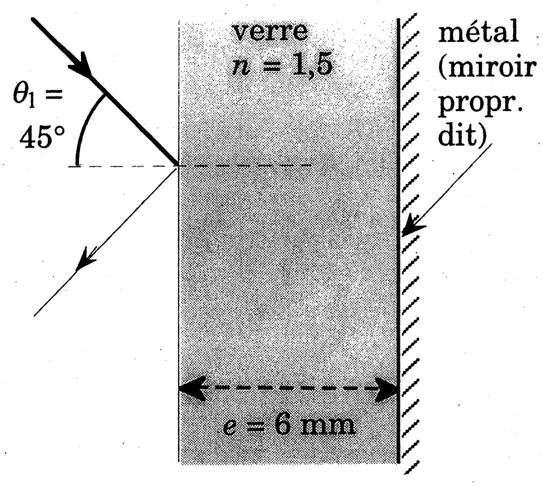
2. Quelle est la différence de fréquence entre deux sources de rayons X dont les longueurs d'onde sont respectivement de 1,5 nm et 1,6 nm.
Rép: $1{,}25.10^{16}$ Hz.

3. Une radio locale envoie ses émissions en FM à la fréquence de 102.6 MHz. Quelle est la fréquence d'un son dans l'air (à 20 °C) ayant la même longueur d'onde que l'onde radio ?
Rép: 117 Hz.

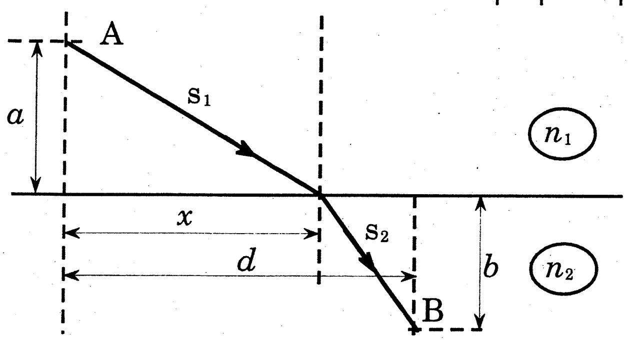
4. Un miroir plan vertical a une hauteur h = 40 cm. Sur la perpendiculaire passant par son milieu se trouve un objet (point A) à une distance d = 60 cm du miroir. L'oeil qui regarde l'image A' est en O. Il peut se déplacer sur une verticale à une distance b = 120 cm du miroir.
a) Dessiner l'image A' de A;
b) Dessiner le rayon allant de A à O en indiquant son sens;
c) Calculer en s'aidant du dessin, la position y_{max} que peut prendre O pour voir encore tout juste A'.
Rép: 60 cm.



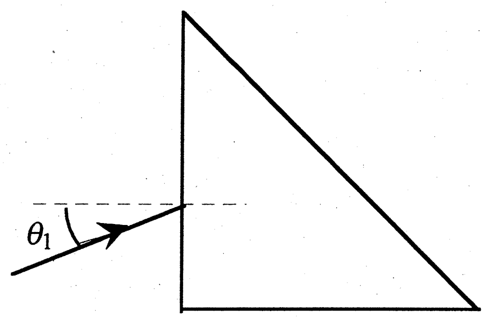
5. Un miroir de ménage est toujours métallisé sur sa face arrière de façon à ce que le verre protège la fine couche métallique très fragile. Il en résulte alors deux réflexions: l'une sur le métal et l'autre, plus faible mais visible, sur la face avant du verre, lequel a une épaisseur e = *6 mm* et un indice n = 1,5.
a) Dessiner proprement sur la figure le parcours complet du rayon; y indiquer la distance d entre les deux rayons sortant;
b) Donner (en la mesurant) la valeur de d sachant que l'échelle est de 5:1.
Rép: env. 4,2 mm.



6. Démontrer la loi de la réfraction $n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2$ au moyen du principe de Fermat.
Indication: chercher le minimum du temps de parcours total $t_1 + t_2$ entre A et B en faisant intervenir les vitesses puis les indices de réfraction dans les deux milieux.



7. Quel doit être l'angle incident θ_1 pour qu'il y ait tout juste réflexion totale sur la face hypothénuse du prisme isocèle rectangle ? Il est d'indice n = 1,62 et se trouve dans l'air (n = 1).
Rép: 11,2 deg.



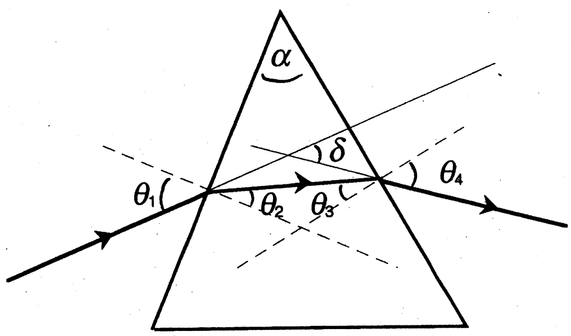
8. Un prisme équilatéral en verre d'indice n = 1,6 est dans l'air. Un rayon lumineux tombe perpendiculairement sur l'une de ses faces. Dessiner le parcours complet du rayon.
Ce prisme est ensuite plongé dans un liquide d'indice n'. Le même rayon que ci-dessus tombe de la même façon. Quelle doit être la valeur de n' pour qu'il y ait réflexion totale?
(max.)
Rép: 1,39.

9. Un rayon de lumière blanche arrive perpendiculairement sur une face d'un prisme en verre *flint* tel que n(violet): n_v = 1,645 et n(rouge): n_r = 1,605.

a) Le prisme est dans l'air. Calculer quel doit être son angle au sommet α pour qu'il y ait tout juste réflexion totale pour le violet;
b) calculer sous quel angle ressort alors le rayon rouge.

Rép: a) 37,4 deg. b) 77,3 deg.

10. Prisme d'indice $n > 1$ dans l'air (n = 1).
L'angle au sommet est α.
a) Montrer que $\theta_2 + \theta_3 = \alpha$.
b) Montrer que $\delta = \theta_1 + \theta_4 - \alpha$.
N.B. Ce n'est que de la géométrie élémentaire !



11. Un objet réel se trouve à une distance d = 3 m d'un écran sur lequel l'image (nette) devra être 4 fois plus grande que l'objet.

Quelle sera la distance focale de la lentille à utiliser et où la placer pour satisfaire ces conditions ?

Rép: f = 48 cm, p = 60 cm.

12. Lentille convergente : f = 60 cm; objet réel à 140 cm à gauche de la lentille; miroir plan perpendiculaire à l'axe optique à d = 80 cm à droite de la lentille.

a) Construire et calculer la position de l'image.

b) Construire l'image si l'objet se trouve à p = 80 cm de la lentille.

Rép: a) 55 cm à droite de la lentille.

13. Photographie sous-marine:

L'objectif de l'appareil est une lentille biconvexe ($R_1 = |R_2|$= 4 cm) en verre d'indice n_v = 1,52. La distance entre la lentille et le film est de 6,7 cm.

a) Calculer la distance focale de l'objectif;

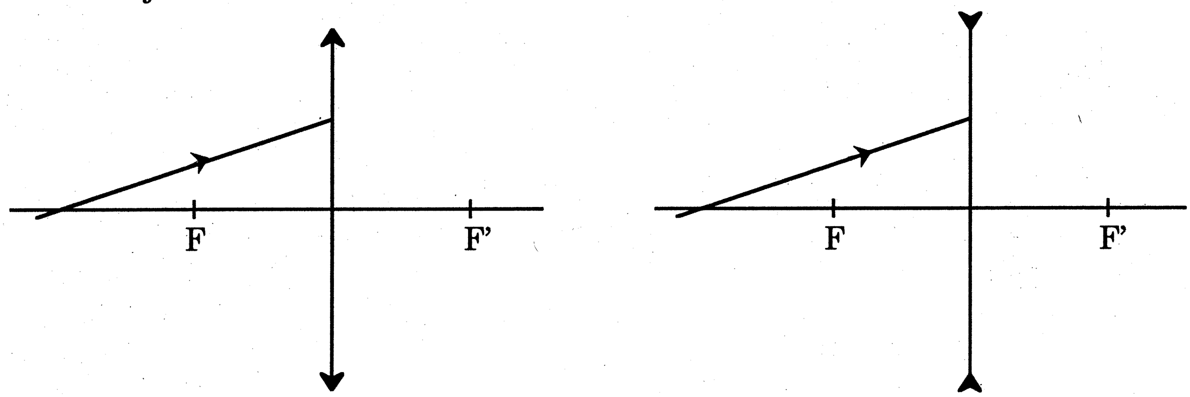
b) A quelle distance de l'objectif doit se trouver un poisson pour que sa photo soit nette sur le film. Comme le poisson, l'appareil est dans l'eau (n_e = 1,33), mais il n'y a pas d'eau dans l'appareil ! Pas inutile de se faire un dessin.

Indication: Considérer la lentille comme deux lentilles plan-convexe.

c) Quelle serait cette distance pour une mouche ? (le tout hors de l'eau).

Rép: a) 3,85 cm; b) 60,7 cm; c) 9,05 cm.

14. Dessiner le rayon ayant traversé la lentille. Il est strictement interdit de se donner un objet!



15. Une lentille convergente a une distance focale f_1 = 30 cm et est d'indice n_2 = 1,45 dans l'air. Quel doit être l'indice n_1 du liquide dans lequel il faudrait l'immerger pour qu'elle devienne divergente avec une distance focale f_2 = -120 cm ?

Rép: 1,63.

16. Un verre de lunette pour myope est de – 4 dioptries; il a un indice de 1,72. Le rayon de courbure de la face avant est de 40 cm. Quel est le rayon de courbure de la face arrière, celle qui est du côté de l'oeil ?

Rép: 12,4 cm (le signe n'est pas précisé, quel est-il ?)